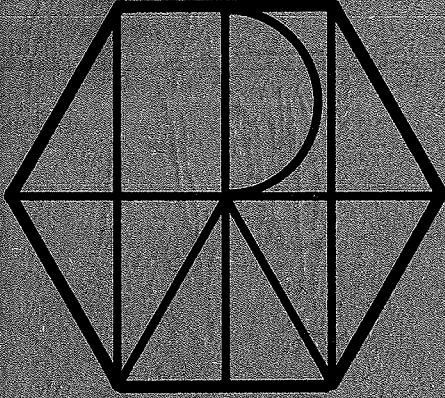


EX PITHA 87-06  
C1

-5 OCT. 1987

CERN LIBRARIES  
GENEVA




PITHA

87/06

April 1987

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00051645

Untersuchung der Signalform, Driftgeschwindigkeit,  
Diffusion und Ortsauflösung in verschiedenen Gasgemischen

Bernward Krause

Siegfried Masson

III. Physikalisches Institut, Technische Hochschule, Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
Sommerfeldstr.  
51 AACHEN, FR GERMANY

Thesis-1987-Krause

PLEASE  
REPRODUCE  
THIS COPY  
AS  
ORIGINAL  
MANUSCRIPT

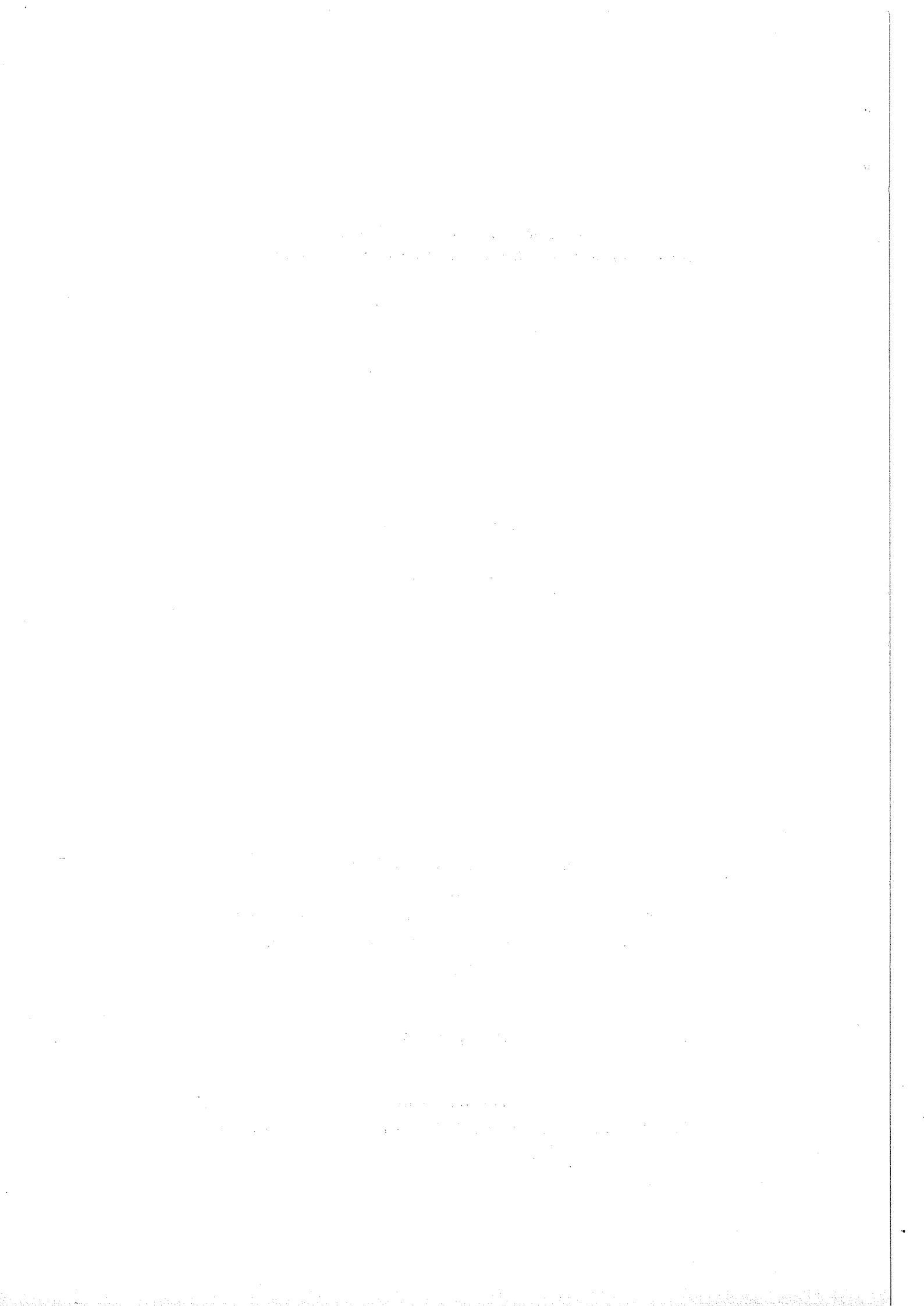
**Untersuchung der Signalform, Driftgeschwindigkeit,  
Diffusion und Ortsauflösung in verschiedenen Gasgemischen**

von  
**Bernward Krause**  
und  
**Siegfried Masson**

**Zusammenfassung der Diplomarbeiten in Physik**  
vorgelegt der  
**Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der**  
**Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule**  
**Aachen**

**im April 1987**

angefertigt im  
**III. Physikalischen Institut ( Priv. Dozent Dr. M. Tonutti)**



	Seite
<b>1. Einleitung</b>	1
<b>2. Theoretische Vorüberlegung</b>	2
2.1 Primärionisation	2
2.2 Theorie der Elektronendrift und Diffusion in Gasen	3
2.3 Gasverstärkung	6
2.4 Theoretische Ortsauflösung	6
<b>3. Experimenteller Aufbau</b>	8
3.1 Die Driftkammer	8
3.2 Mechanischer Meßaufbau	11
3.3 Elektronischer Aufbau	12
3.3.1 Funktionsbeschreibung der FADC/DRP - Kombination	13
3.3.2 Der Gigafash-ADC	14
3.3.3 Auskoppelkondensator und Vorverstärker	16
3.4 Gassystem und Mischanlage	18
3.5 Der Gaschromatograph	20
<b>4. Auswahl der Gase</b>	25
4.1 Herstellen der Gasmischungen	26
4.2 Analyse der Gasmischungen	27
<b>5. Auswertung</b>	31
5.1 Pulssuche	32
5.2 Pulsform	33
5.3 Bestimmung der Zeitmarke	34
5.4 Genauigkeit des Zeitmaßstabs	37
5.5 Einfluß der Signalform auf die Zeitmarke	41
5.6 Diffusion und Signalform	43
5.7 Bestimmung der Driftgeschwindigkeit	48
5.8 Experimentelle Ortsauflösung	55
5.9 Diskussion der Ortsauflösungskurven	61
<b>6. Zusammenfassung</b>	65
<b>7. Anhang</b>	



## 1. Einleitung

Detektoren in der experimentellen Hochenergiephysik dienen dazu, Informationen über Ladung, Masse, Impuls, Energie und räumliche Verteilung der Teilchen zu gewinnen, die durch inelastische Stoßprozesse erzeugt werden. Um all diese Daten zu erhalten, wird eine Vielzahl von verschiedenen Nachweisgeräten eingesetzt.

Bei den 1988 bzw. 1990 anlaufenden Experimenten L3 am LEP-Ring (Large Elektron Positron) beim CERN und H1 am HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) beim DESY in Hamburg werden Proportional- und Driftkammern als Systemkomponenten eingebaut. Diese Kammern werden zur Energieverlustmessung ( $-dE/dx$ ) und Rekonstruktion der Bahnspur geladener Teilchen benutzt. Die in den Kammern benutzten Gase und Gasgemische sind dabei von entscheidender Bedeutung.

Von H1 und L3 wurde der Wunsch geäußert, Gasgemische zu testen. H1 benötigt Gase mit hoher und L3 Gase mit niedriger Elektronendriftgeschwindigkeit /H1P86, L3P83/.

Ziel dieser Arbeit ist es, das geeignete Gas für die jeweilige Anwendung zu finden. Es wurden Gasgemische mit Hauptanteilen Xenon, Argon oder Kohlendioxid auf Verwendung in Driftkammern getestet. Pulsform, Driftgeschwindigkeit und Diffusion untersuchten wir mit einem "Gigafash" - ADC, während die Ortsauflösung mit 100 MHz FADCs /COM/ bestimmt wurde.

## 2. Theoretische Vorüberlegungen

Hochenergetische Teilchen erzeugen beim Durchgang durch Materie entlang ihrer Bahn Ionen und freie Elektronen. Die so entstandenen Elektronen werden durch ein elektrisches Feld abgesaugt und driften in Richtung des Anodendrahtes. Zum Nachweis wird dort die ankommende Elektronenverteilung gasverstärkt und als Puls an der Anode registriert. Die benötigte Driftzeit wird zur Lokalisation der Ionisationsspur verwendet.

Die wichtigsten Prozesse der Entstehung, Drift und Nachweis der Ladungsträger werden im folgenden kurz beschrieben.

### 2.1 Primärionisation

Ein geladenes Teilchen, das durch eine Driftkammer fliegt, wechselwirkt durch inelastische Stöße mit den Gasatomen und -molekülen. Dadurch entstehen entlang der Flugbahn Ionen und Elektronen. Die Zahl der erzeugten Elektron - Ionenpaare pro Längeneinheit ist poissonverteilt:

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} \cdot e^{-n} \quad (2.1)$$

$P_k^n$  ist die Wahrscheinlichkeit dafür,  $k$  Elektronen pro Längeneinheit zu erzeugen, wenn im Mittel  $n$  Paare entstehen.

Werden  $k$  Elektronen erzeugt, so ist die Wahrscheinlichkeit, das  $j$ -te Elektron an der Stelle  $y$  zu finden, gegeben durch:

$$D_j^k(y) = \frac{k!}{(k-j)!(j-1)!} (1-y)^{k-j} y^{j-1} \quad (2.2)$$

wobei  $0 \leq l \leq 1$  gesetzt wurde. Eine linienförmige Ladungsverteilung wird erzeugt (Abb. 2.1).

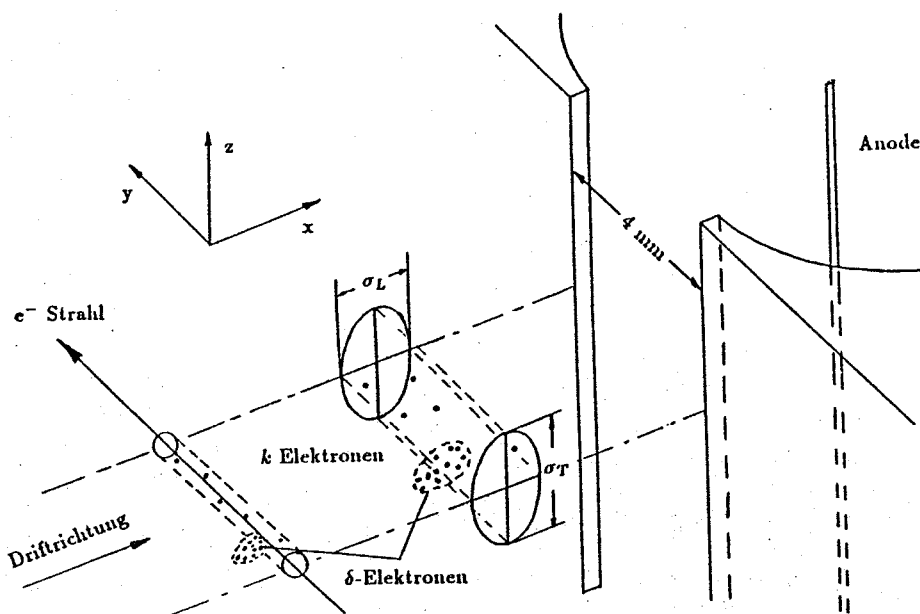


Abb. 2.1: Primärionisation und Drift von Elektronen

Der dabei durch geladene Teilchen übertragene Energiebetrag auf die Primärelektronen ist statistisch verteilt und kann durch eine Landau - Verteilung beschrieben werden /RIC74/. Die untere Grenze dieser Verteilung ist die Ionisierungsenergie des Gases. Durch Auftreten von hochenergetischen  $\delta$  - Elektronen wird diese asymmetrische Verteilung nach oben verbreitert und weist einen langen Ausläufer zu großen Energiebeträgen auf /HAW82/. Insbesondere die durch die  $\delta$  - Elektronen bedingte Sekundärionisation führt zu lokalen Anhäufungen von Ladungen, sogenannten Clustern, und beeinflusst den Ladungsschwerpunkt der eigentlichen Verteilung. Die Reichweite dieser Elektronen beträgt z.B. in Argon  $10 \mu m$ . Für andere Gase nimmt man für die Reichweite die gleiche Größenordnung an /LAP80/.

## 2.2 Theorie der Elektronendrift und Diffusion in Gasen

Die klassische kinetische Gastheorie kann zur Beschreibung der Elektronendrift herangezogen werden. Ohne Einwirkung äußerer Kräfte gleichen die durch Ionisation freigesetzten Elektronen durch elastische und inelastische Stöße mit den Gasmolekülen ihre Energien der thermischen Energieverteilung des Gases an. Die thermischen Energien werden durch eine Maxwell-Verteilung beschrieben:

$$F(\epsilon)d\epsilon = C \cdot \sqrt{\epsilon} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right)d\epsilon \quad (2.3)$$

mit  $k$ =Boltzmannkonstante,  $T$ =Absoluttemperatur,  $C$ =Normierungskonstante. Die mittlere Elektronenenergie  $\langle \epsilon \rangle$  beträgt bei Zimmertemperatur:

$$\langle \epsilon \rangle = \int \epsilon \cdot F(\epsilon)d\epsilon = \frac{3}{2}kT = 0,04 \text{ eV} \quad (2.4)$$

Danach diffundieren die Elektronen. Die Diffusionsbewegung einer linienförmigen Ladung wird durch eine Gauß - Verteilung beschrieben:

$$\frac{dn}{n}(t) = \frac{1}{4\pi Dt} \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2 + (z-z_0)^2}{4Dt}\right) dx dz \quad (2.5)$$

$\frac{dn}{n}$  ist der Anteil der Ladung, der sich zur Zeit  $t$  im Element  $dx dz$  mit dem Abstand  $x, z$  zum Ursprung  $(x_0, z_0)$  befindet.  $D$  ist der Diffusionskoeffizient. Die Diffusionsbewegung ist isotrop für alle Raumrichtungen, so daß sich durch diese Bewegung der Schwerpunkt der Ladungsverteilung nicht verschiebt.

Legt man nun zusätzlich ein elektrisches Feld an, so werden die Elektronen entgegengesetzt zur elektrischen Feldrichtung driften. Je nach elektrischer Feldstärke und Beschleunigungsdauer  $\delta t$  zwischen zwei Stößen können die Elektronen wegen ihrer kleinen Massen erhebliche Energiebeträge aufnehmen. Aber durch elastische und inelastische Stöße mit den Gaspartikeln verlieren die Elektronen ganz oder teilweise die durch die Beschleunigung aufgenommene Energie. Je nach Eigenschaft der Gasteilchen, Energie bei einem Stoß zu absorbieren, verschiebt sich die Energieverteilung der Elektronen zu höheren Energien hin:

$$F(\epsilon) = C \cdot \sqrt{\epsilon} \cdot \exp\left(-\int \frac{3\Lambda(\epsilon)\epsilon d\epsilon}{(eE\lambda(\epsilon))^2 + 3\Lambda(\epsilon)kT}\right) \quad (2.6)$$

wobei  $\Lambda(\epsilon)$  der relative Energieverlust des Elektrons pro Stoß und  $\lambda(\epsilon)$  die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen ist. Die mittlere freie Weglänge ist gegeben durch:

$$\lambda(\epsilon) = \frac{1}{N\sigma(\epsilon)} \quad (2.7)$$

$N$  ist die Anzahl der Gasteilchen pro Volumeneinheit und  $\sigma(\epsilon)$  beschreibt den Stoßquerschnitt zwischen Gasteilchen und Elektronen.

Mit zunehmenden Elektronenenergien treten bei Stößen zwischen Elektronen und Gasatomen bzw. Molekülen quantenmechanische Effekte auf (z.B. Ramsauer-Effekt), die zu starken Schwankungen des Wirkungsquerschnittes  $\sigma(\epsilon)$  mit der Energie führen (Abb. 2.2).

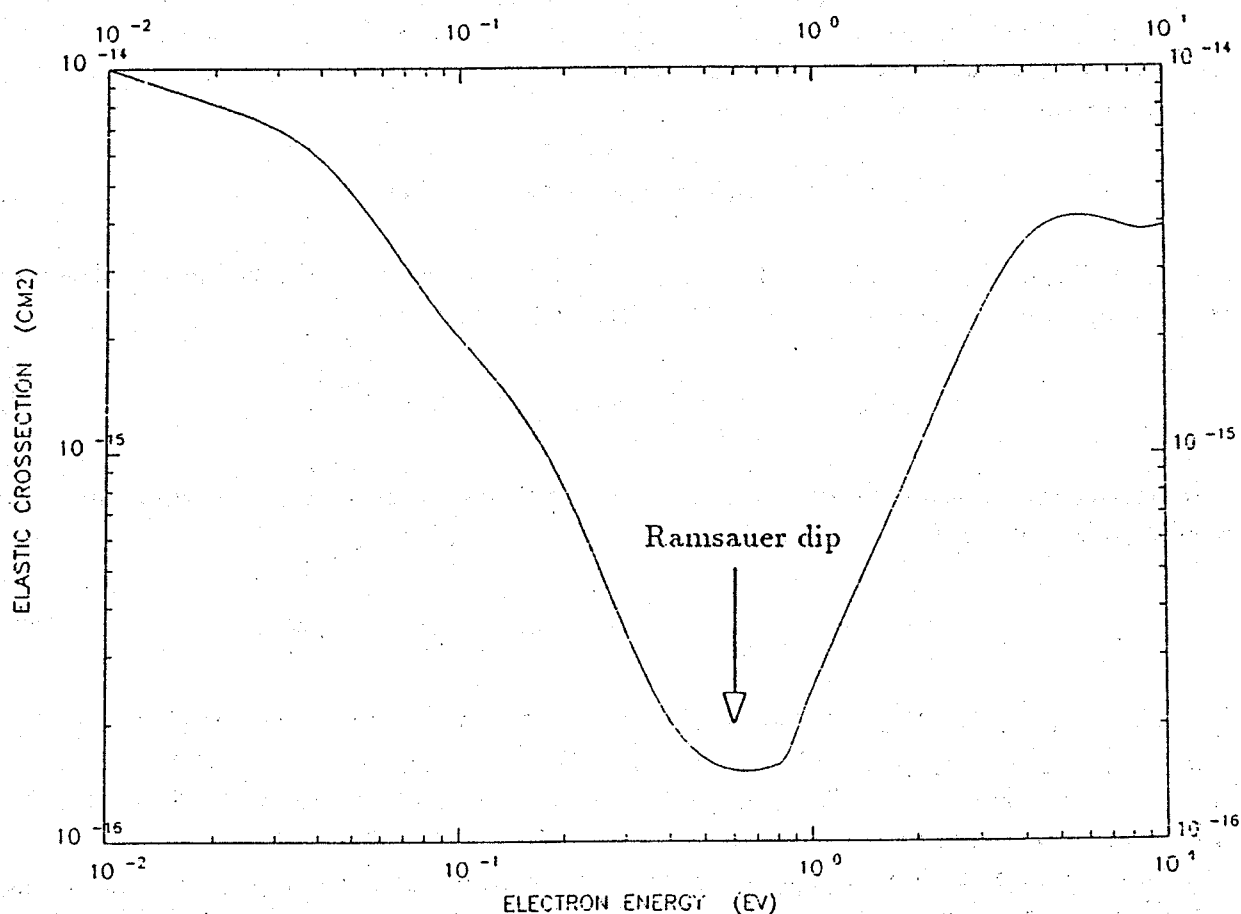


Abb. 2.2 : Wirkungsquerschnitt für Xenon /WIR83/

Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes wird der thermischen Bewegung der Elektronen eine gerichtete Bewegung überlagert. Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich aus der Verschiebung des Ladungsschwerpunktes durch die dazu benötigte Zeit. Die Zeit, die zur

Verschiebung des Ladungsschwerpunktes benötigt wird, ergibt sich aus der Mittelung über die Beschleunigungszeit der einzelnen Elektronen.

Deshalb wird die Driftgeschwindigkeit durch die elektrische Feldstärke und durch die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen bestimmt /PAL74/:

$$w = \frac{eE}{m} \cdot \left\langle \frac{\lambda}{v} \right\rangle \quad (2.8)$$

$\lambda$  mittlere freie Weglänge des Elektrons  
 $v$  Geschwindigkeit der Elektronen

Durch die äußere Kraft des elektrischen Feldes wird die Diffusionskonstante  $D = D(\epsilon)$  aufgrund der Änderung der Elektronenenergieverteilung vom Feld abhängig. In einem elektrischen Feld ist die Streuung der Elektronen (Gleichung 2.5) nicht mehr isotrop.

Wie aus dem Experiment von Wagner /WAG67/ hervorgeht, weist die Messung der Diffusionskonstanten in Richtung bzw. transversal zur Richtung des elektrischen Feldes teilweise erhebliche Differenzen auf.

In einer räumlich begrenzten Elektronenwolke treten Diffusionsmaterieströme auf, die in die Energiebilanz zwischen Energiegewinn durch das elektrische Feld und Energieverlust durch Stöße mit den Gaspartikeln mit einbezogen werden müssen.

Parker und Lowke /PAR69/ leiteten folgenden Zusammenhang ab:

$$D_L(\vec{E}) = D(\vec{E}) + f(\vec{E}) \quad (2.9)$$

Dabei beschreibt  $f(\vec{E})$  die Abweichung von der Isotropie. Die Anisotropie ist gas- und feldabhängig.

Bei gut "kühlenden" Gasen ist die Diffusion klein, und die Diffusionsmaterieströme tragen wenig zur Energiebilanz bei. Daher gilt  $D_L = D$ .

Bei Gasen mit großen Diffusionsmaterieströmen wird die Energiebilanz dagegen erheblich beeinflusst, und es treten teilweise große Differenzen zwischen longitudinaler und transversaler Diffusionskonstante auf.

Unter dem Einfluß des elektrischen Feldes  $\vec{E} = E\vec{k}_z$  ( $k_z$  Einheitsvektor in  $z$ -Richtung) lautet die Kontinuitätsgleichung für eine linienförmig verteilte Elektronenwolke  $n(x, z, t)$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} n(x, z, t) - D \frac{\partial^2}{\partial z^2} n(x, z, t) - D_L \frac{\partial^2}{\partial x^2} n(x, z, t) + w \frac{\partial}{\partial x} n(x, z, t) = 0 \quad (2.10)$$

Hierbei ist die Anisotropie und die Ladungserhaltung berücksichtigt worden. Die Lösung lautet:

$$n(x, z, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \cdot \frac{n_0}{\sqrt{4\pi D_L t}} \exp\left(-\frac{z^2}{4Dt}\right) \exp\left(-\frac{(x - wt)^2}{4D_L t}\right) \quad (2.11)$$

Eine anfangs linienförmige Elektronenwolke driftet unter dem Einfluß des elektrischen Feldes auf die Anode zu und dehnt sich dabei mit zunehmender Driftgeschwindigkeit aus. Die Ausdehnung ist parallel und senkrecht zum Feld unterschiedlich, so daß die Elektronenwolke eine gestauchte bzw. eine gestreckte Form in bezug auf die Feldrichtung annimmt (Abb. 2.1). Nimmt man an, daß die Elektronen senkrecht zu den Feldlinien nahezu

gleichzeitig an der Anode registriert werden, d.h., der Laufzeitunterschied zwischen Elektronen am Rand der Verteilung und Elektronen auf der Mittelachse der Verteilung ist vernachlässigbar klein, wird über die transversale Ausdehnung der Elektronenwolke die Ladung an der Anode summiert. Der zeitliche Verlauf an der Anode zeigt nur die von der longitudinalen Diffusion herrührende Ausdehnung der Elektronenwolke /NIE84/:

$$n(x, t) = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi D_L t}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - wt)^2}{4D_L t}\right) \quad (2.12)$$

Ein Maß für die longitudinale Diffusion ist die Ausdehnung der Elektronenwolke in Richtung des Feldes:

$$\sigma_L = \sqrt{2D_L t} \quad (2.13)$$

Die Diffusion nimmt mit der Wurzel der Zeit zu. Die Zeit  $t$  ergibt sich aus der Driftstrecke  $x$  geteilt durch die Driftgeschwindigkeit  $w$ . Daraus folgt für die Diffusion, daß sie mit der Wurzel der Driftstrecke bei gegebener Driftgeschwindigkeit zunimmt:

$$\sigma_L = \sqrt{\frac{2D_L}{w}} \cdot \sqrt{x} \quad (2.14)$$

### 2.3 Gasverstärkung

Die beim Teilchendurchgang erzeugten Elektronen reichen nicht aus, um auf dem Signaldraht ein nachweisbares Signal zu erzeugen. Daher nutzt man den Effekt der Gasverstärkung aus:

Durch die Anodenspannung wird die elektrische Feldstärke ( $E \sim \frac{1}{r}$ ) in Drahtnähe so groß, daß die Energie, die die Elektronen zwischen zwei Stößen aufnehmen, genügt, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren. Da auch die dabei entstehenden Elektronen zu weiterer Ionisation führen, kommt es zu einer lawinenartigen Vermehrung der Ladungsträger. Die schnellen Elektronen bewegen sich zum Signaldraht und werden dort gesammelt, während die Ionen langsam zur Kathode wandern. Diese Ladungsverschiebung in dem Zylinder ergibt den eigentlichen Spannungspuls.

Diesen Prozeß der lawinenartigen Vermehrung bezeichnet man als Avalancheeffekt. Der Multiplikationsfaktor  $M$  der Gasverstärkung wird berechnet nach:

$$M = e^{\int \alpha(x) dx} \quad (2.15)$$

$\alpha$  ist der erste Townsend - Koeffizient, über den integriert wird und für den Näherungsformeln existieren /SAU77/. Üblicherweise beträgt die Gasverstärkung etwa  $10^4$  bis  $10^6$ . Die Gasverstärkung ist abhängig vom Drahtradius, der Anodenspannung und der Art des Gasgemisches.

### 2.4 Theoretische Ortsauflösung

Der Sinn von Driftkammern besteht darin, Teilchenspuren möglichst genau zu lokalisieren. Ziel ist es, die Driftzeit des Ladungsschwerpunktes der Spur genau zu vermessen und mit Hilfe der Ortsdriftzeitbeziehung (ODZ) den Ort anzugeben.

Da sowohl die Ionisation als auch die Bewegung der Elektronen im Driftraum der Statistik unterliegen, sind der Spurbestimmung Grenzen gesetzt. Die Genauigkeit der Spurbestimmung (Ortsauflösung) hängt neben den mechanischen und elektronischen Faktoren stark von der Art des verwendeten Driftgases ab.

Im wesentlichen wird die Ortsauflösung  $\sigma$  durch folgende Effekte begrenzt:

- Gasintrinsische Parameter  $\sigma_{GAS}$

Hierzu gehören die in Kapitel 2.1 beschriebene Primärionisation und die  $\delta$ -Elektronen. Je nach Gasart werden unterschiedlich viele Ladungsträger um die Teilchenspur erzeugt. Zusätzlich verschiebt die durch statistisch verteilte  $\delta$ -Elektronen verursachte hohe Ladungsträgerdichte den Ladungsschwerpunkt der Spur. Diese Effekte spielen eine geringe Rolle. Unabhängig vom Ort der Entstehung verschlechtert sich die Ortsauflösung um einen konstanten Wert.

Diffusion  $\sigma_{diff}$

Die Verschlechterung der Ortsauflösung durch die Diffusion der Elektronen ist dagegen ortsabhängig. Sie nimmt mit der Wurzel der Driftdistanz zu:  $\sigma_x \sim \sqrt{x}$ . Vom Entstehungsort bis zur Anode verbreitert sich die Verteilung (s. Kapitel 2.2). Je nach Dichte der Verteilung am Draht erzeugen die ersten Elektronen eine unterschiedliche Raumladungsdichte. Das bedeutet eine lokale Felderniedrigung, wodurch die nachfolgenden Elektronen nicht mehr im gleichen Maß gasverstärkt werden.

Zur Berechnung des Meßfehlers durch die Diffusion muß berücksichtigt werden, daß die Elektronen in einer Wolke driften. Wird über die  $n$  ankommenden Elektronen gemittelt, dann gilt:

$$\sigma_{GAS} \sim \sigma_{diff} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{\mu \cdot n}} \quad (2.16)$$

wobei  $\mu \cdot n$  die effektive Elektronenzahl beschreibt /VAV86/.

- Zeitauflösung der Elektronik  $\sigma_{ZEIT}$

Aus dem Fehler in der Zeitmessung  $\sigma_t$  resultiert ein Fehler in der Ortsmessung  $\sigma_{ZEIT}$ :

$$\sigma_{ZEIT} = v_D \cdot \sigma_t \quad (2.17)$$

Dieser Fehler liefert je nach Geschwindigkeit der Gasmischung einen konstanten Beitrag. Damit setzt sich die theoretische Ortsauflösung  $\sigma_{theo}$  in einer Kammer aus den einzelnen Komponenten folgendermaßen zusammen:

$$\sigma_{theo} = \sqrt{\sigma_{GAS}^2 + \sigma_{ZEIT}^2} \quad (2.18)$$

### 3. Experimenteller Aufbau

Alle Messungen fanden am Teststrahl 22 am DESY in Hamburg statt. In drei Phasen (Oktober 1985, April und Oktober 1986) wurden Daten genommen.

Im Oktober 1985 begannen die Gasuntersuchungen mit einer Kammer mit radialsymmetrischen Zellen /GES87/ und einer weiteren Kammer mit einem homogenen Driftfeld aber nur einem Auslesedraht /NIE84/. Nachteil der ersten Kammer war die nicht lineare Ortsdriftzeitbeziehung und die für die geplanten Experimente L3 und H1 viel zu kleine Driftstrecke von nur 10,5 mm. Mit der anderen Kammer, die diesen Experimenten mehr angepaßt war, konnte die Ortsauflösung nicht allein mit den aus der Kammer gewonnenen Meßdaten bestimmt werden. Deshalb wurde eine neue Kammer gebaut.

Mit dieser Kammer sind dann im April und Oktober 1986 Daten gewonnen worden, mit denen Pulsform, Driftgeschwindigkeit, Diffusion und Ortsauflösung untersucht wurden.

Im weiteren werden nur die beiden Messungen von April und Oktober 1986 besprochen.

#### 3.1 Die Driftkammer

Der Aufbau der Kammer (Abb. 3.1) beruht in der Grundkonzeption auf einem als "Saclay" - Kammer bezeichneten Driftkammerprinzip. Die wesentlichen Merkmale dieses Types sind:

- Nachweisraum und Driftraum sind voneinander getrennt
- homogenes elektrisches Feld im Driftbereich der Kammer

An der einen Seite des Driftraumes ist ein Aluminiumblock angebracht, in dem als Nachweisraum für die Elektronen fünf zylindrische Proportionalzählrohre eingefräst sind. Jedes Proportionalzählrohr hat einen Durchmesser von 15 mm. Der Mittelpunkt des Röhrchens ist 20 mm vom nächsten entfernt. Der Aluminiumteil dient sowohl als Kathode für die Proportionalzählrohre sowie als Anode für den Driftraum und ist elektrisch auf Massepotential gelegt. Die Anoden der Proportionalzählrohre bestehen aus 20  $\mu\text{m}$  dicken goldbeschichteten Wolframdrähten. Sie sind auf positive Hochspannung gelegt. Durch den geometrischen Aufbau des Nachweisraumes ergibt sich ein zylindersymmetrisches elektrisches Feld, das zum Anodendraht hin steil ansteigt. Nur jeweils ein Schlitz von 10,4 cm Länge und 4 mm Breite verbindet die Proportionalzählrohre mit dem Driftraum.

Der Driftraum der Kammer ist 10 cm lang, 15 cm breit und hat eine Höhe von 12 cm. Der Rahmen des Driftraumes besteht aus glasfaserverstärktem Epoxyharz. Gegenüber dem Aluminiumblock ist ein Kupferblech eingeklebt. Dies ist die Kathode des Driftraumes und wird auf negative Hochspannung gelegt.

Zwischen Kupferblech und dem Aluminiumblock befinden sich 9 Ebenen mit je 8 Feldformungsdrähten aus 125  $\mu\text{m}$  dickem vergoldetem Wolframdraht, die untereinander einen Abstand von 10 mm haben und parallel zu den Elektroden angeordnet sind. Diese Drähte sind elektrisch durch Steckverbindungen miteinander verbunden. Jede Ebene selbst wird durch einen Spannungsteiler aus 10 ( $993 \pm 0.4\text{k}\Omega$ ) Widerständen, der zwischen Massepotential und Kupferblech liegt, mit einer von Ebene zu Ebene ansteigenden Spannung versorgt.

Die Aufgabe der Feldformungsdrähte ist es, die Feldinhomogenitäten im Driftraum klein zu halten ( $\sim 0,5\%$ ). Die Feldstärke im Driftraum läßt sich von 0 bis 2 kV/cm variieren.

Die durch die Ionisation freigesetzten Elektronen driften unter dem Einfluß des elektrischen Feldes auf die Anoden zu. Derjenige Anteil der Elektronen, der sich im Anodeneinzugsbereich befindet, drifftet durch den Schlitz des jeweiligen Proportionalzählrohres und wird dort nachgewiesen.

Es wurden fünf Proportionalzählrohre gewählt, um nicht nur die Pulsform, Driftgeschwindigkeit und Gasparameter zu untersuchen, sondern auch die Ortsauflösung der Elektronen in den unterschiedlichen Gasen mit Hilfe eines Fünf-Draht-Fits zu bestimmen.

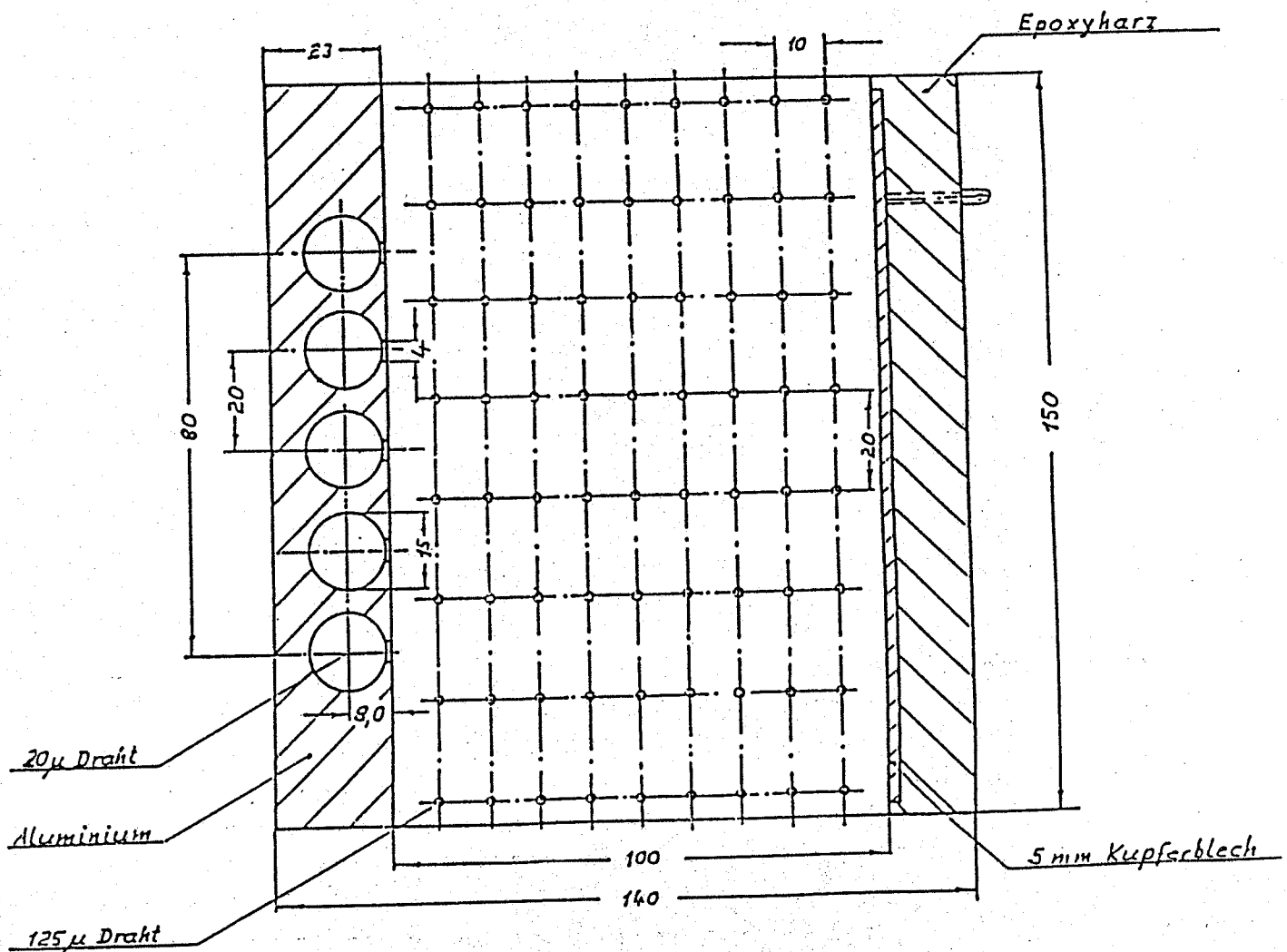


Abb. 3.1: Kammerskizze

Die Driftkammer ist in ein Aluminiumgehäuse mit den Innenmaßen 21 cm x 31 cm x 28 cm eingebaut. Zum Teilchendurchschuß wurden in der Höhe des Driftraumes an beiden Seiten des Aluminiumgehäuses runde Fenster mit einem Durchmesser von 10 cm eingefräst. Sie sind mit einer 150  $\mu\text{m}$  dicken Mylarfolie gasdicht verschlossen.

Das Gehäuse dient sowohl als Druckbehälter für das Gas als auch zur Abschirmung hochfrequenter Strahlung.

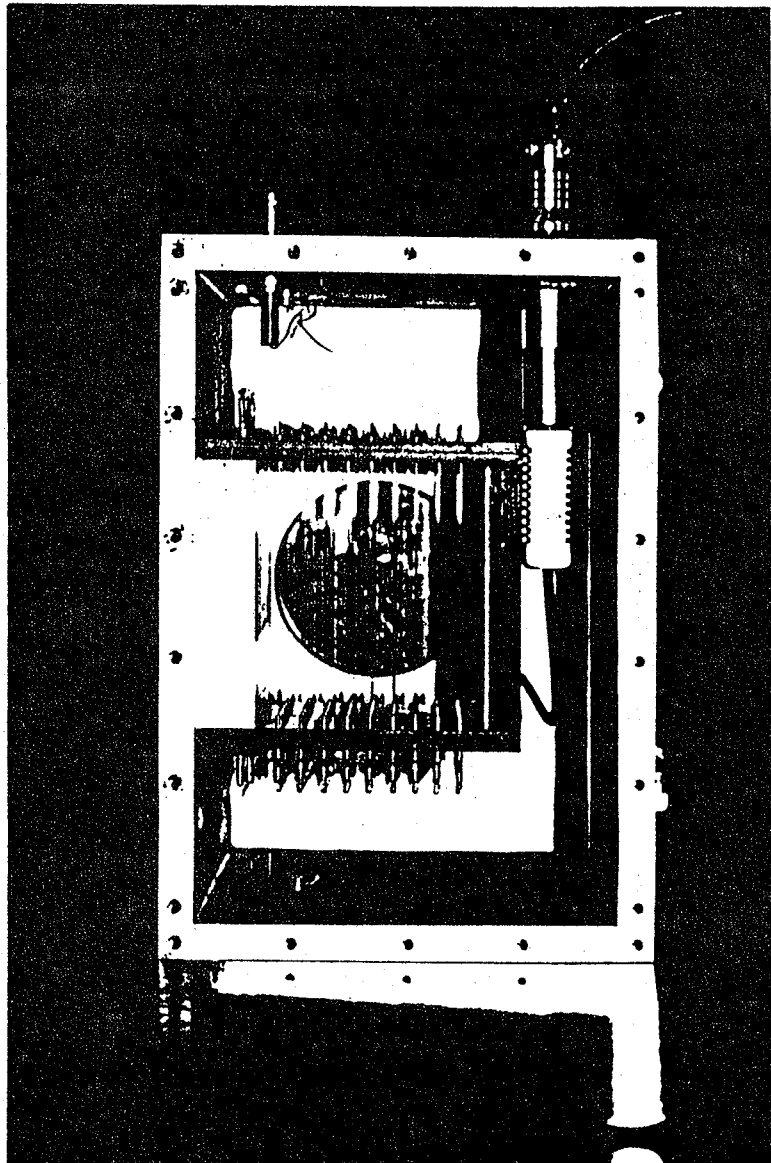


Bild der geöffneten Kammer

### 3.2 Mechanischer Meßaufbau

Zum Triggeraufbau, der die Zeitmessung startet, gehörten zwei Szintillatoren, die so angeordnet waren, daß ein Elektronenstrahl von  $0,4 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$  definiert wurde (Abb. 3.2). Der Elektronenstrahl wurde so eng gewählt, weil wir auf weitere Spurbestimmungsmeßgeräte verzichtet haben.

Die Kammer konnte senkrecht zum Strahl über eine Strecke von fünf Zentimetern stufenlos verfahren werden. Mit einer Meßuhr konnte die Position auf  $\pm 5 \mu\text{m}$  genau abgelesen werden. Der ganze Aufbau war in einem stabilen Aluminiumgestell montiert. Der Strahl verlief parallel zu den Drahtebenen und senkrecht zu den Schlitzen des Nachweisraumes. In der Grundeinstellung (Meßuhrposition 0 mm) betrug der Abstand Strahl - Schlitz etwa 2,5 bis 5 mm.

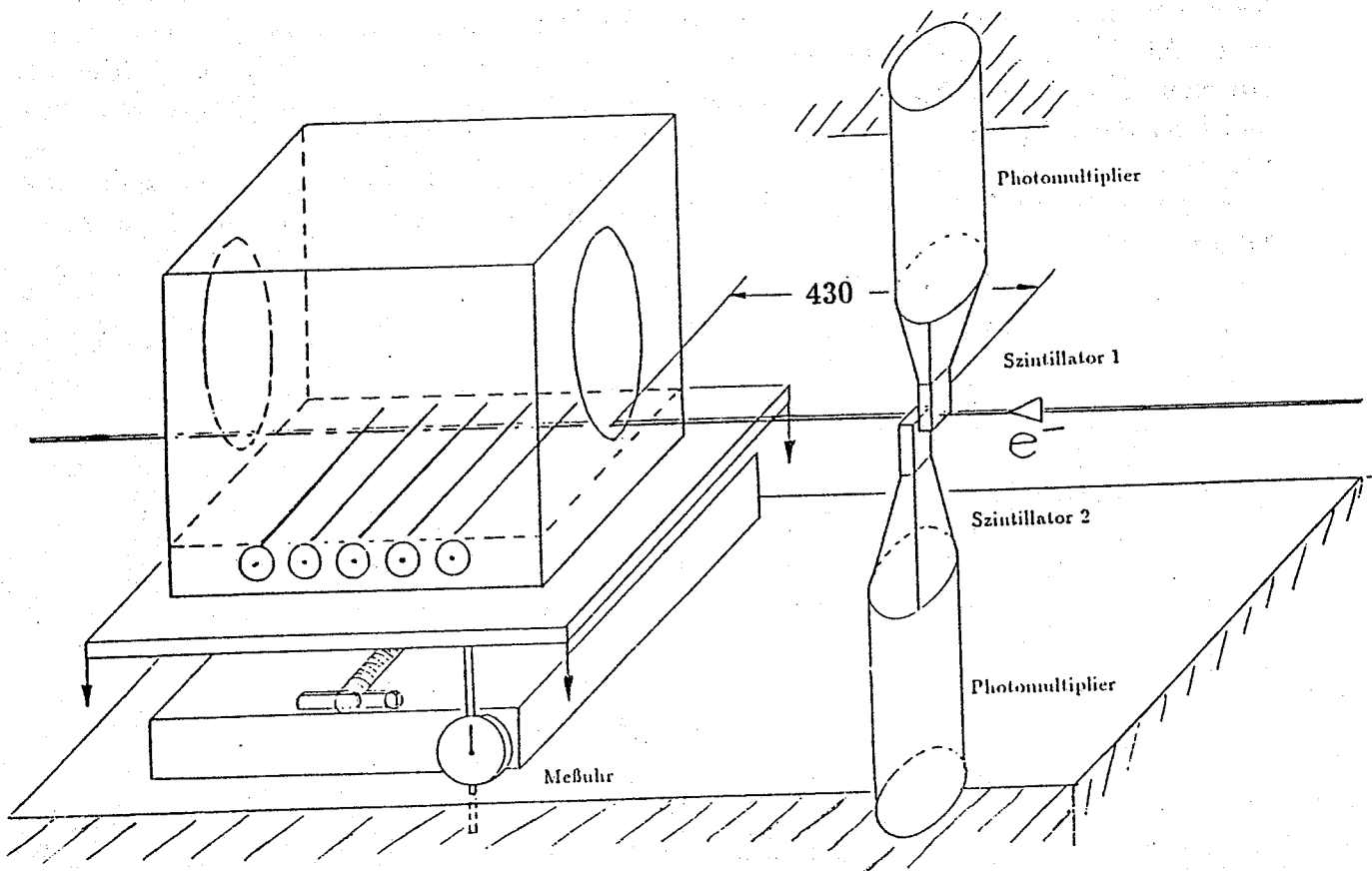


Abb. 3.2: Meßaufbau

### 3.3 Elektronischer Aufbau

Ein Elektron des Teststrahls durchdringt zuerst die Szintillationszähler Sz1 und Sz2 (Abb. 3.2). Dort werden im Szintillatormaterial Lichtblitze erzeugt, die durch einen Photovervielfacher in elektrische Signale umgewandelt und über 16 m lange Kabel der Elektronik zugeleitet werden.

In der Driftkammer ionisiert das Elektron das Zählgas, wobei die entstehenden Elektronen zur Anode driften. Der negative Puls, der beim Auftreffen genügender Elektronen auf die Anode entsteht, wird mit einem Kondensator ausgekoppelt und einem Vorverstärker (LEP4) zugeführt. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers wird über ein ca. 35 m langes Kabel zur Ausleseelektronik übertragen und hier mit FADCs (engl. Flash Analog Digital Converter) digitalisiert.

Die Triggerbedingung für die Datenaufnahme und -auslese ist erfüllt, wenn eine Koinzidenz der beiden Szintillationszähler vorliegt und der eingesetzte Rechner (PDP11/05) zur Datenauslese bereit ist (Abb. 3.3). Ist diese Bedingung erfüllt, wird der Pulsgenerator gestartet. Der dort erzeugte gaußförmige "Zeitreferenzpuls" wird kapazitiv auf alle Anodendrähte der Kammer eingekoppelt. Für die Zeitbasis der FADCs läuft aus Stabilitätsgründen der externe Taktgenerator (100 MHz) ständig durch. Die dadurch verursachte Zeitasynchronität zwischen Trigger und Takt wird mit einem "Phasen"-TDC (Auflösung 100 ps) gemessen und über einen Zähler ausgelesen. Gleichzeitig werden die FADCs zur Aufzeichnung der Kammer signale und des Referenzpulses gestartet. Die Aufzeichnungen aller Meßgeräte werden von der PDP11 über den "CAMAC-Daten-Bus" ausgelesen und auf Magnetband geschrieben.

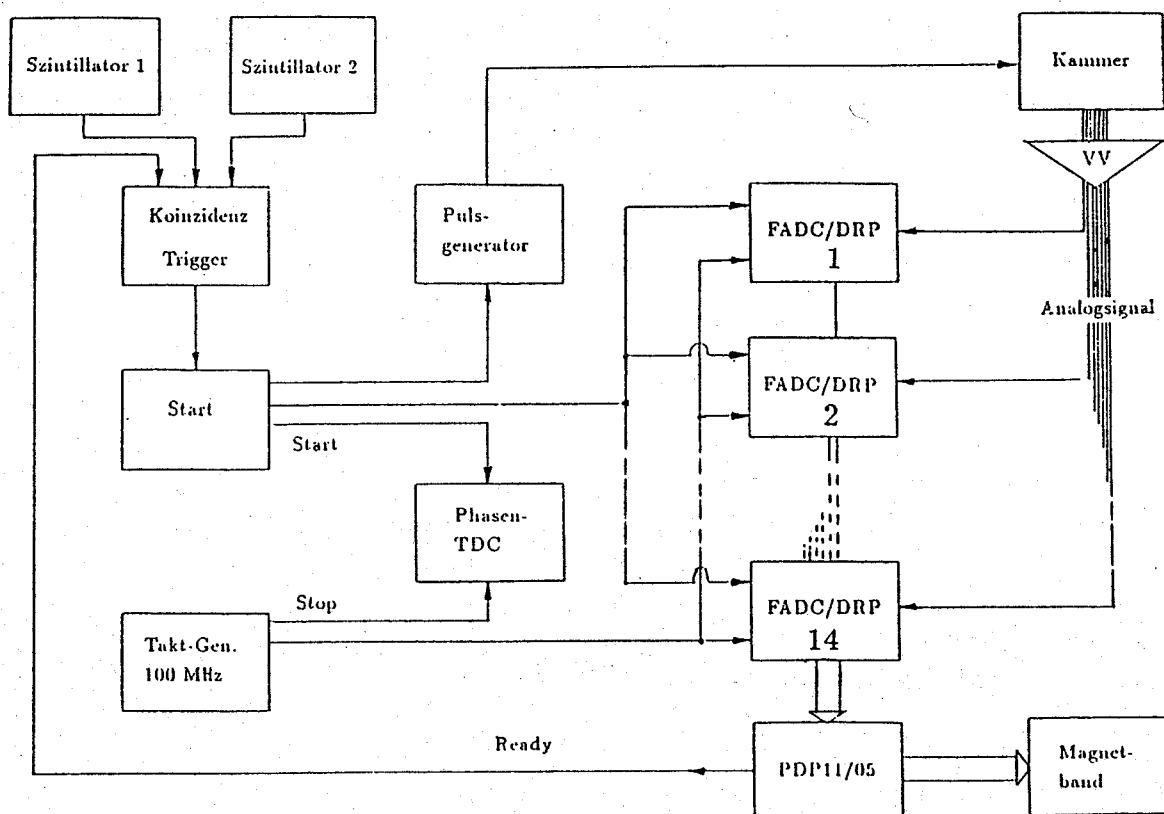


Abb. 3.3: Elektronischer Triggeraufbau

### 3.3.1 Funktionsbeschreibung der FADC/DRP - Kombination

Bei den zur Messung verwendeten FADCs handelt es sich um die im Hause gebauten CAMAC-Module der Version V02B /COM84/. Der eigentliche Wandler ist vom Typ TDC 1029 JC7 der Firma TRW. Die FADCs beginnen mit der Pulsaufzeichnung nach dem ersten auf das Startsignal folgenden Taktzyklus (Abb. 3.4). In dem 10 ns Taktintervall erfolgt je nach FADC verschieden etwa nach 3 bis 6 ns die Messung des Analogsignals durch 64 Komparatoren. In einer kurzen Aperturzeit werden die 64 Werte ausgelesen und zwischengespeichert. Das so erzeugte 6 Bit Wort wird in das ECL-Memory (engl. Emitter Coupled Logic) vom Typ 2112-1 der Firma Hitachi übertragen. Das Memory kann 1024 Meßwerte speichern. Daraus ergibt sich eine Aufzeichnungszeit von  $10,24 \mu s$ . Mit der Amplitudenauflösung von 6 Bit wird der maximal zulässige Spannungshub von 1 V in 64 Spannungsschritte unterteilt. Legt man die Nullage z.B. auf  $-200 \text{ mV}$ , so reicht der Meßbereich von  $+200 \text{ mV}$  bis  $-800 \text{ mV}$ . Damit lassen sich auch sogenannte 'Überschwinger' noch erfassen und aufzeichnen.

Um die Datenaufnahme zu beschleunigen, wird die Signalsequenz jedes einzelnen FADCs aus dem ECL-Memory über 'Direct Memory Access' (DMA) in einen zugehörigen 'Data Reduction Processor' (DRP) kopiert. Diese Prozessoren basieren auf der CPU TMS 9900 und besitzen 16 kB ROM und 16 kB RAM.

In diesen DRP's werden die Signale vorverarbeitet und entlasten somit den Datenaufnahmerechner. Es stehen vier verschiedene Verarbeitungsarten zur Verfügung /HAN84/:

- **Zero Modus:** Die Signalsequenzen werden nicht verarbeitet und die Rohdaten werden direkt weitergeleitet.
- **Compressed Data Modus:** Eine Folge von gleichen FADC-Werten wird durch Länge und Inhalt der Folge abgekürzt und gespeichert.
- **Differential Threshold Modus:** Nur Kanäle, deren Inhalt eine gewisse Schwelle in der Amplitude übersteigt (plus einige Kanäle davor und dahinter), werden im Compressed Data Modus verarbeitet.
- **Cluster Parameter Modus:** Charakteristische Signalinformationen wie Peakhöhe, -breite, -fläche, -schwerpunkt und Baseline (Nullage) werden berechnet und ins Outputmemory transferiert.

Für diese Messungen wurde mit dem Differential Threshold Modus gearbeitet, um die Datenmenge um 70 bis 90 % zu reduzieren, aber den interessanten Teil der Pulsregion zu erhalten.

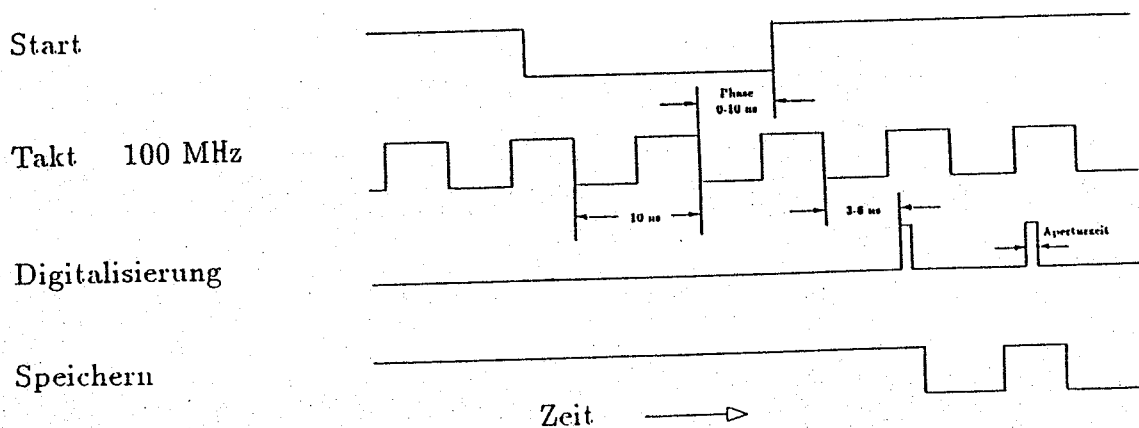


Abb. 3.4: Taktplan

### 3.3.2 Der Gigafash-ADC

Für genaue Pulsformstudien der zur Anwendung kommenden Gase wird eine bessere Zeitauflösung benötigt. Mit einem Schaltungstrick ist es möglich, die Abtastrate von 100 MHz auf 1 Giga-Hertz hochzusetzen. Die Abbildung 3.5 zeigt den prinzipiellen Aufbau dieser Schaltung. Es werden 10 der in Kapitel 3.3.1 beschriebenen FADCs verwendet, die alle zeitgestaffelt dasselbe Analogsignal verarbeiten. Bevor die Taktsignale um jeweils 1 ns verzögert werden, wird die Meßanordnung einmal mit Hilfe des Zeitreferenzpulses geeicht. Man ermittelt aus dem Schwerpunkt dieser Signale eine Zeitmarke (vergl. 5.3) und korrigiert die einzelnen Kabellaufzeiten so, daß alle 10 Signalschwerpunkte auf denselben Zeitpunkt fallen. Anschließend werden in die Taktsignalstrecken Verzögerungen eingefügt, die von Kanal zu Kanal jeweils 1 ns größer werden. In der Analyse der aufgezeichneten Daten werden an Hand der Zeitreferenzmarken in richtiger zeitlicher Reihenfolge die Daten der 10 Wandler zu einem Puls zusammengesetzt. Abbildung 3.6 zeigt oben die zehn Einzelflash-Aufzeichnungen eines Kammerpulses und darunter den daraus zusammengesetzten 'Gigapuls'. Die einmal erzielte Justierung brauchte während der gesamten Meßzeit (2-3 Wochen) nicht verändert zu werden. Mit dem Gigafash-ADC wurde der mittlere Kammerdraht im 1 ns Takt ausgelesen, während die übrigen vier Drähte mit je einem FADC im 10 ns Takt aufgezeichnet werden.

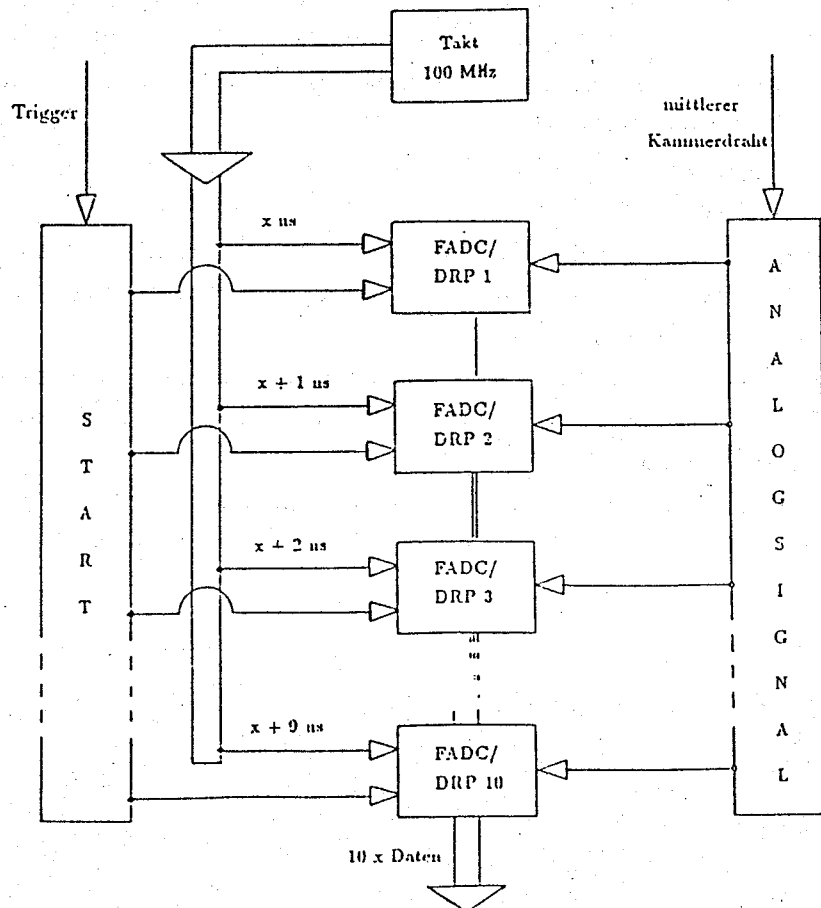


Abb. 3.5: Prinzipskizze Gigafash ADC

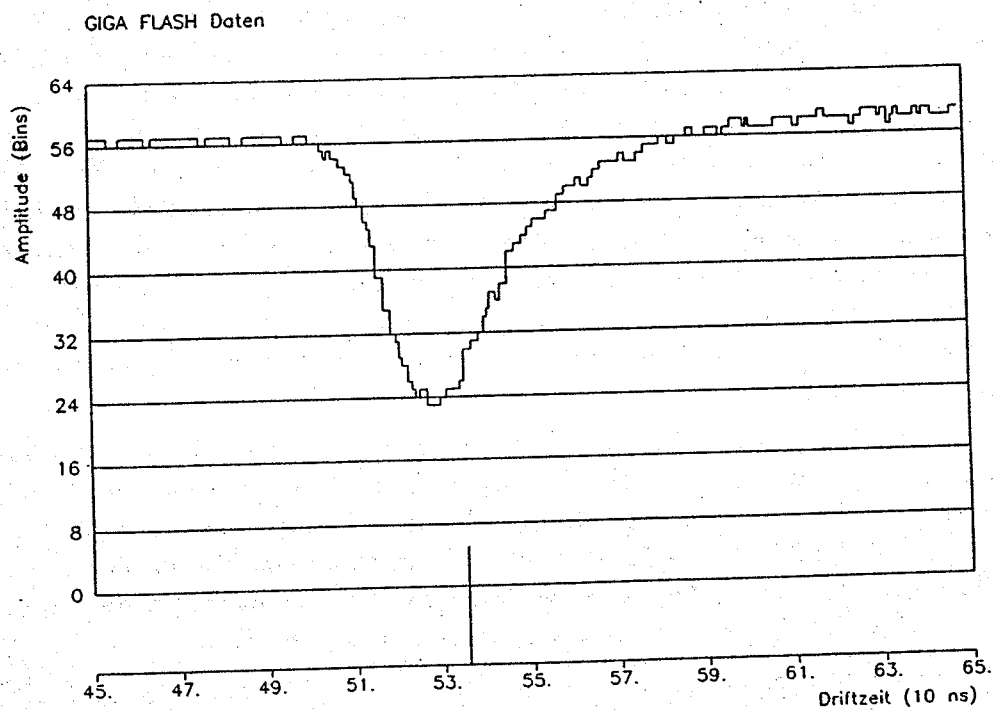
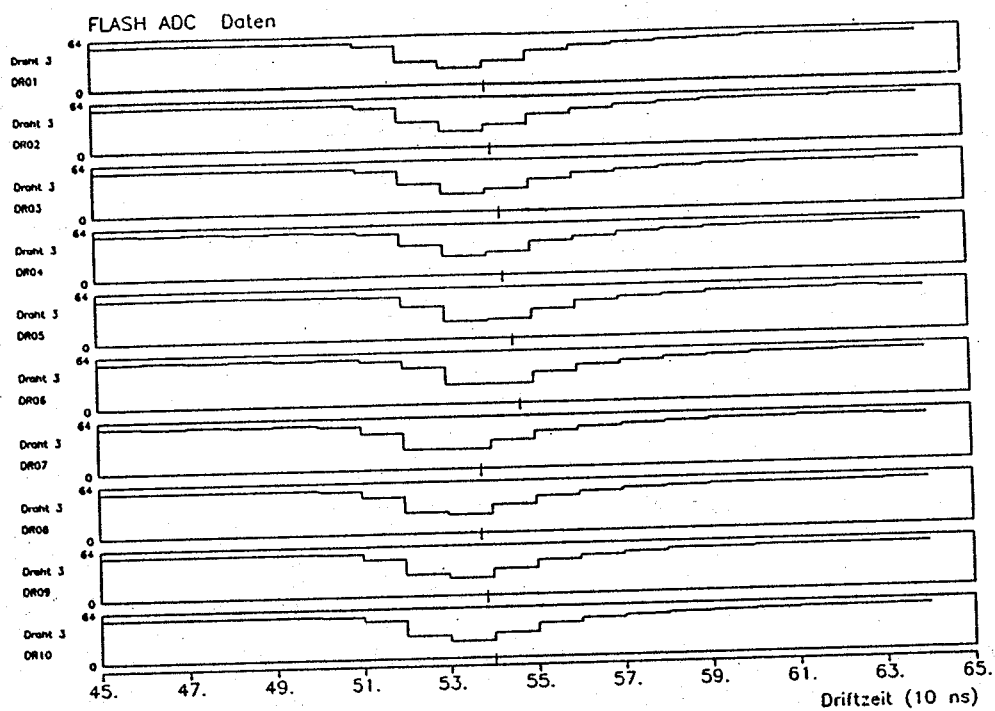


Abb. 3.6: 10 FADCs und der daraus zusammengesetzte Gigafash - Puls

### 3.3.3 Auskoppelkondensator und Vorverstärker

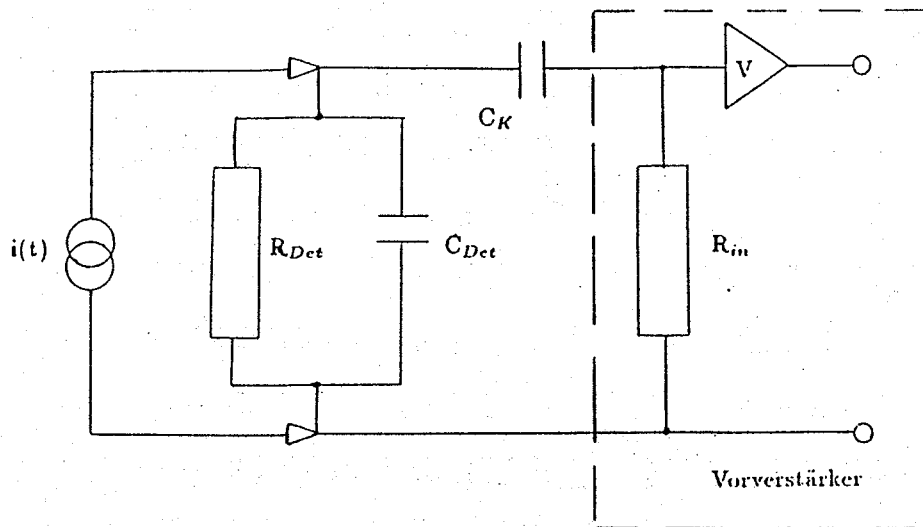


Abb. 3.7 : Elektrisches Prinzipschaltbild der Kammerelektronik

Abbildung 3.7 zeigt ein elektrisches Prinzipschaltbild von Kammer, Auskoppelkondensator und Verstärker.

Ändert sich die Ladung zeitlich in der Kammer – im Schaltbild durch den Widerstand  $R_D$  und die Kapazität  $C_D$  dargestellt – so wird ein Strom über den Auskoppelkondensator  $C_K$  dem Vorverstärker zugeführt. Die Aufgabe des Koppelkondensators ist es, die an den Signaldraht angelegte Hochspannung vom Verstärker abzukoppeln. Gleichzeitig stellt  $C_K$  zusammen mit dem Eingangswiderstand  $R_{in}$  des Vorverstärkers einen Hochpaß dar. Daher wird der schnelle Anstieg des Stromes in der Kammer nahezu direkt auf den Vorverstärker übertragen. Dagegen wird die Steilheit der abfallende Flanke des Stromes von der Elektronik mitbestimmt. Insbesondere entlädt sich der Koppelkondensator mit einer charakteristischen Zeitkonstanten  $\tau \sim C_K$ . Ist  $C_K$  klein, so sieht der FADC einen sehr strukturierten Puls (Abb. 3.8). Mit so einem Puls ist es relativ schwierig, eine Zeitmarke oder die Diffusion zu bestimmen.

Da wir genau entscheiden wollten, ob es sich um eine Einzel- oder Doppelspur handelt, entschlossen wir uns im Oktober, einen Kondensator mit einer Kapazität von 4,7 nF (Faktor 10 größer als im April) zu verwenden. Der Kondensator kann mehr Ladung verarbeiten und damit wird mehr Signal auf den Vorverstärker übergekoppelt. Die größere Kapazität integriert leicht und verhindert so, daß mehrere Pulse im FADC sichtbar werden. Innerhalb des Pulses sind noch einzelne Clusterstrukturen erkennbar (Abb. 3.9).

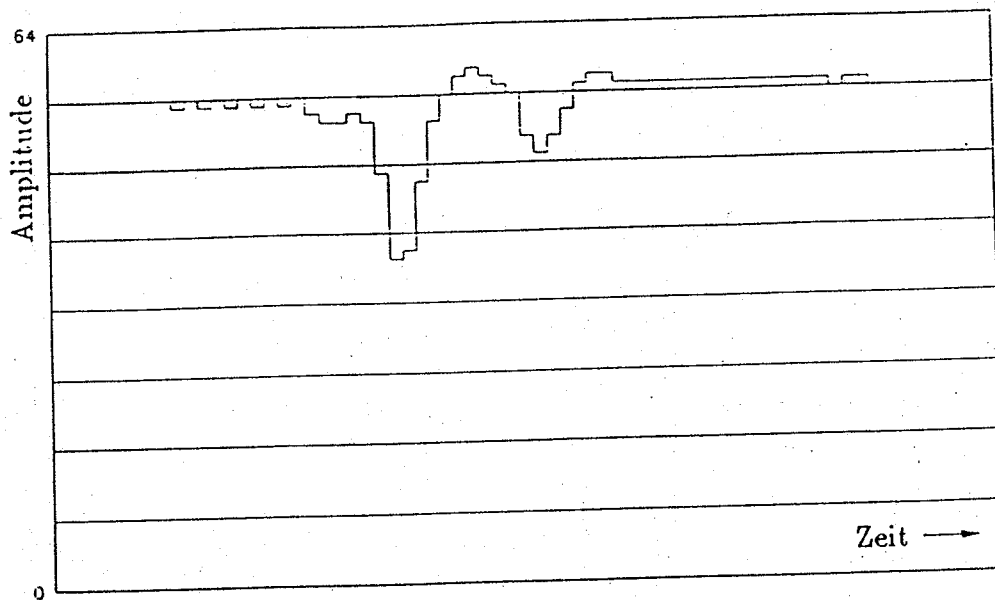


Abb. 3.8: Signal aufgenommen mit einem 470 pF Koppelkondensator

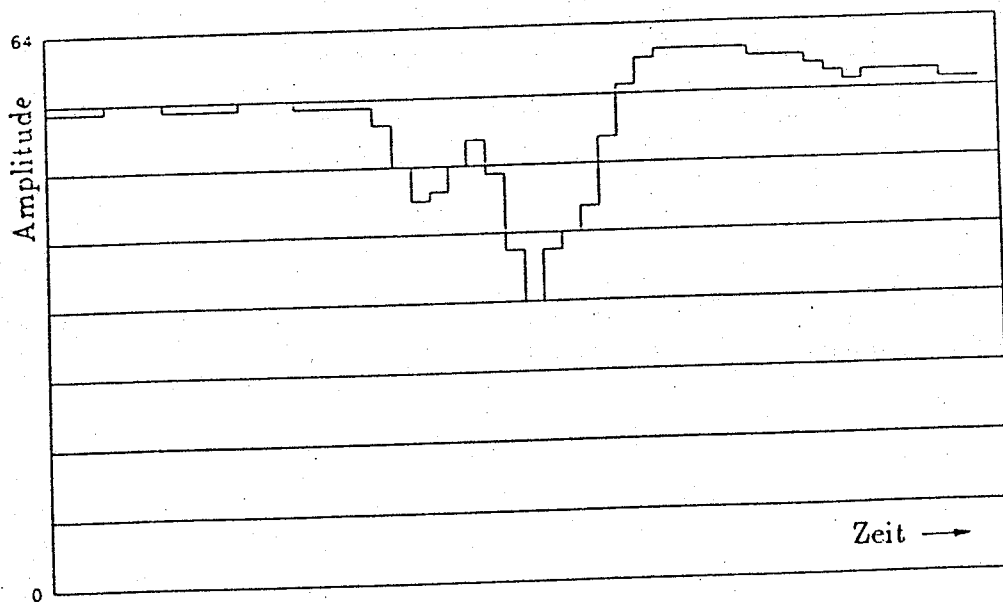


Abb. 3.9: Signal aufgenommen mit einem 4,7 nF Koppelkondensator

Bei allen Messungen im April und Oktober wurde derselbe als LEP4 /BEI83/ bezeichnete Vorverstärker benutzt (Abb. 3.10). Hierbei handelt es sich um einen stromempfindlichen Verstärker mit einer Eingangsimpedanz von kleiner  $150 \Omega$ . Durch den Hochpaß wird das an der Anode erzeugte Signal differenziert und durch diesen breitbandigen Baustein (100 MHz) verstärkt. Danach wird das verstärkte Signal an die Impedanz des Koaxialkabels angepaßt und der jeweiligen Analyseeinheit (FADC) zugeführt. Durch den 100 MHz Verstärkerbaustein können Signalanstiegszeiten bis zu 10 ns untersucht werden.

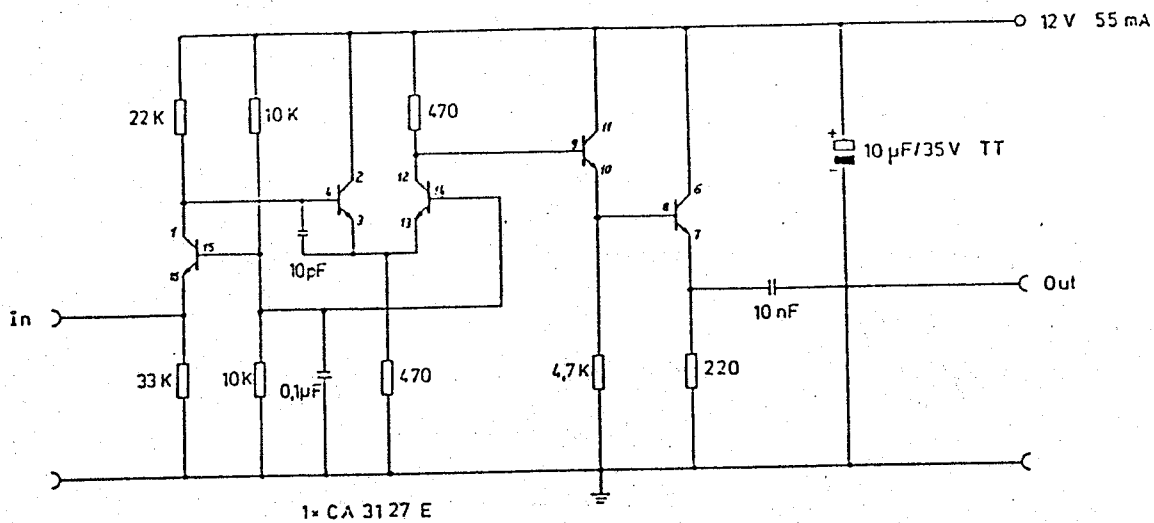


Abb. 3.10: Elektrisches Schaltbild des Vorverstärkers

### 3.4 Gassystem und Mischanlage

Bei Messungen an einer Driftkammer hängen die physikalischen Meßgrößen (Driftgeschwindigkeit, Diffusion, ...) stark von Temperatur, Druck und Gaszusammensetzung ab. Um diese Parameter möglichst konstant zu halten, wurde bei allen Messungen ein geschlossenes Gassystem verwendet. Gase wie z.B.  $\text{CO}_2$  sind sehr empfindlich gegenüber elektronegativen Verunreinigungen ( $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{Cl}$ , ...) und müssen ständig gereinigt werden. Abbildung 3.11 zeigt schematisch den Aufbau des Gassystems und der Mischanlage.

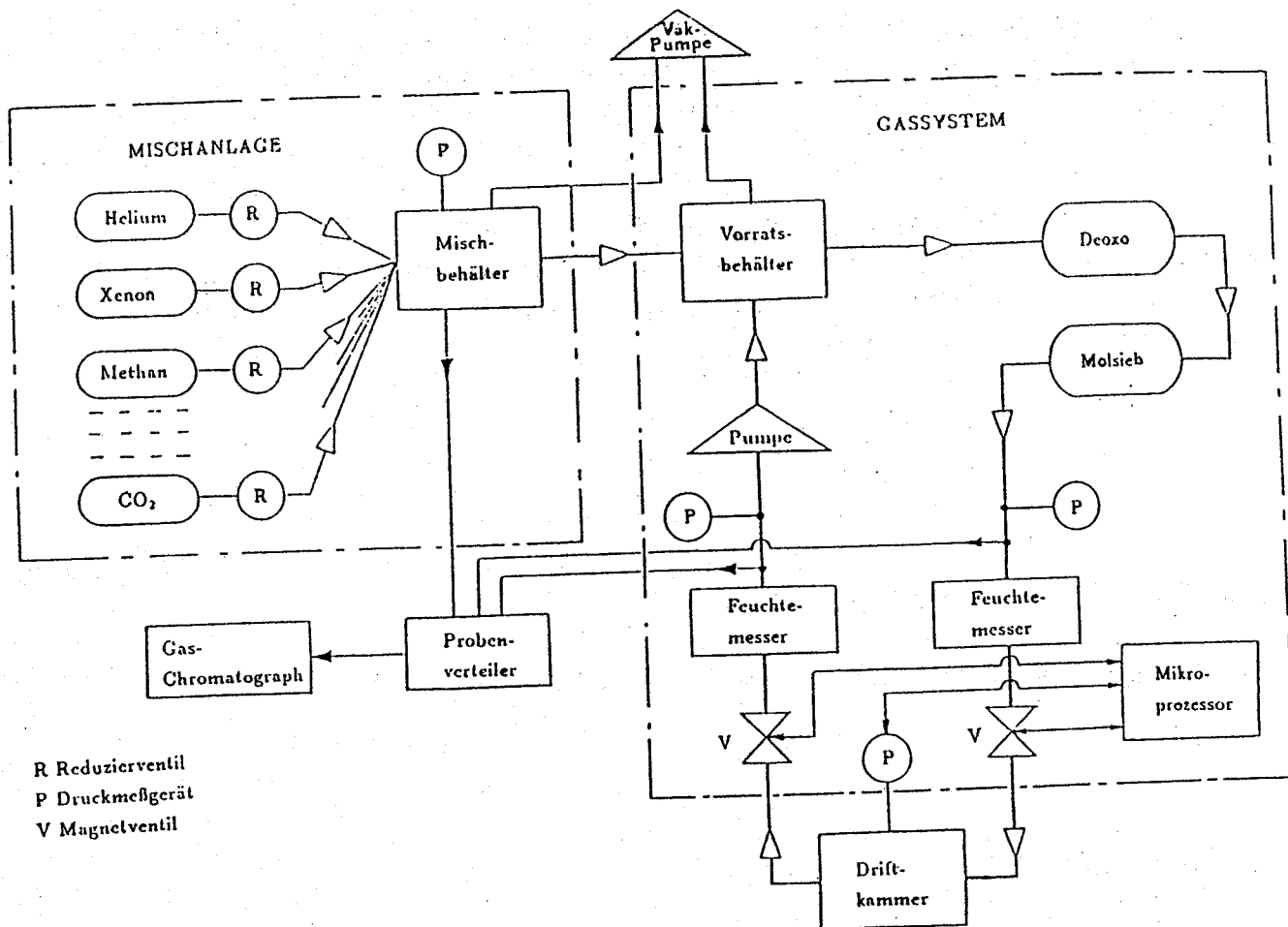


Abb. 3.11: Prinzipskizze des Gassystems und der Mischanlage

Die Mischanlage gestattet es kurzfristig – mit einer Palette von Standardgasen bestückt – einen Vorrat des gewünschten Gasgemisches herzustellen. An das Mischsystem können gleichzeitig mehrere Gasflaschen über Druckminderer angeschlossen werden. Diese Zuleitungen münden in einen 10 Liter Mischbehälter, in dem typisch 100 Liter angemischt werden (entspricht einem Druck von 10 bar absolut). Vor dem Anmischen wird das System gründlich mit Helium durchspült und evakuiert. Das Mischen geschieht komponentenweise, wobei der Mischungsanteil eines Gases direkt proportional dem Partialdruck dieser Komponente eingestellt wird.

Gassystem und Kammer werden ebenfalls vor dem Füllen mit Helium gespült und evakuiert. Vom 5 Liter Vorratsbehälter ausgehend strömt das Gas durch Deoxo und Molsieb in die Kammer und von dort zurück zur Pumpe des Gassystems. Die Reiniger /GAS1/ entziehen dem Gas hauptsächlich Wasserdampf und Sauerstoff. Ein Mikroprozessor regelt mit Ventilen im Ein- und Auslauf den Kammerdruck absolut. Aus den Erfahrungen früherer Messungen folgt, daß die Temperatur in der Meßhalle im wesentlichen konstant blieb.

Sämtliche Verbindungen im Gassystem bestehen aus Kupferrohren, um die Diffusion von Gasen aus der Atmosphäre ins Zählgas zu unterdrücken. Für die ca. 30 m lange Strecke zur Kammer werden flexible Metallschläuche verwendet (Tombac-Schläuche) /GAS2/. Somit bleiben als einzige Quelle für Verunreinigungen die 150  $\mu\text{m}$  dicken Mylarfenster der Kammer übrig.

Die Wasserkonzentration im Gas wird mit Feuchtemeßzellen im Ein- und Auslauf der Kammer gemessen /GAS3/. Die Gaszusammensetzung und eventuelle Verunreinigungen werden mit einem Gaschromatographen (vergl. 3.5) im Vor- und Rücklauf der Kammer und im Mischsystem kontrolliert.

### 3.5 Der Gaschromatograph

Abbildung 3.12 zeigt die Komponenten eines Gaschromatographen.

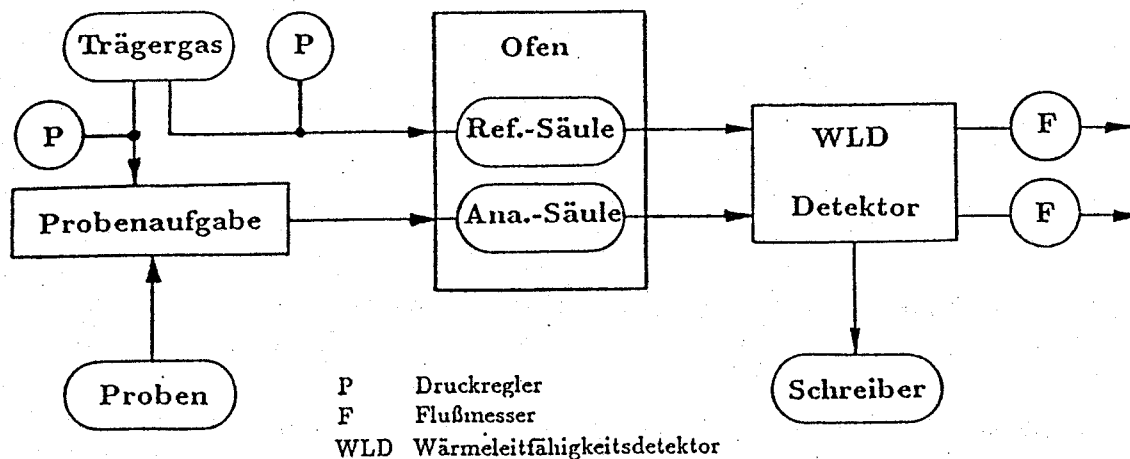


Abb. 3.12: Schema Gaschromatograph

Die Gaschromatographie ist in erster Linie ein physikalisches Trennverfahren für Stoffgemische ("Proben"), die gasförmig vorliegen oder vollständig verdampft werden können. Die Trennung beruht auf einer selektiven, mehrmaligen Stoffverteilung der Probe zwischen einer unbewegten ("stationären") und einer sich gerichtet bewegenden ("mobilen") Phase. Die mobile Phase wird als Träger- oder Schleppegas bezeichnet und muß sich gegenüber der Probe und der stationären Phase neutral ("inert") verhalten. Die stationäre Phase kann flüssig (Gas Liquid Chromatography GLC) oder fest (Gas Solid Chromatography GSC) sein und befindet sich in einem dünnen Metall-, Kunststoff- oder Glasrohr (Säule).

Wird nun eine kleine Probenmenge einmalig am vorderen Ende der Säule dem Trägergas zugemischt, so verteilt sich die Probe auf die stationäre und die mobile Phase. Im Gleichgewichtszustand stellt sich bei konstanten Bedingungen eine unterschiedliche Konzentration der Probenkomponenten in der mobilen Phase ( $K_{i,mobil}$ ) ein, da der stoffspezifische Verteilungskoeffizient ( $V_i = K_{i,mobil}/K_{i,stat}$ ) jeweils unterschiedlich ist. Beim Weitertransport durch die Säule finden also kontinuierlich viele solcher Verteilungen statt, so daß am hinteren Ende der Säule die Komponenten der Probe zeitlich getrennt austreten. Zur qualitativen und quantitativen Analyse wird ein Detektor nachgeschaltet. Die Identität eines Stoffes ergibt sich aus seiner Retentionszeit (Zeit zwischen Probenaufgabe und Austritt aus der Säule). Die Menge der Probe wird durch zeitliche Integration des Detektorsignals bestimmt.

Im folgenden werden die Komponenten des Aufbaus und deren Funktionsweise des bei unseren Messungen eingesetzten Gaschromatographen vom Typ VARIAN 3700 /GAS4/ beschrieben:

### 1. Trägergas Helium

Für die Anwendung von Helium sprechen folgende Gründe:

- **Inertheit:** Helium ist ein Edelgas und verhält sich daher gegen Probe und stationäre Phase inert. Helium ist unpolar und hat die kleinste Adsorptionswahrscheinlichkeit aller in Frage kommenden Gase.
- **Strömungswiderstand:** Eine geringe Viskosität erleichtert den Transport durch dicht gepackte Säulen.
- **hoher Wärmeleitwert:** Bei Verwendung eines Wärmeleitfähigkeitsdetektors (WLD) erhöht sich die Empfindlichkeit, da schwerere Gase einen vergleichbar geringeren Wärmeleitwert haben (siehe WLD).
- **Sicherheit:** Helium ist als Edelgas sicherer zu handhaben als andere leichte Gase wie z.B. Wasserstoff.

Wir verwendeten Helium 6.0 (Reinheit 99,9999 %). Um die Forderung nach möglichst konstantem Trägergasfluß zu erfüllen, wurde mit Druckreglern (P) der Säulenvordruck (typ. 2-5 bar) stabilisiert, und über die Schwebekörper-Flußmesser (F) konnte der Fluß (typ. 20-30 ml/min) abgelesen werden. Die Flußmesser wurden mit einem Blasendurchflußzähler geeicht.

### 2. Probenverteileranlage (Abb. 3.13):

Wahlweise kann aus dem Vorlauf (CR1) oder Rücklauf (CR2) der Driftkammer oder aus dem Vorratsbehälter des Mischsystems (EXTERN) ein kontinuierlicher Probenfluß zum Gaschromatographen geschaltet werden. Zur Überwachung sind Flußmesser und eine Druckdose installiert. Zusätzlich ist eine Verdünnung der Proben mit Helium vorgesehen. Mit einer Vakuumpumpe kann - neben der Reinigung des kompletten Systems - die Menge der Probe durch Reduktion des Druckes erniedrigt werden.

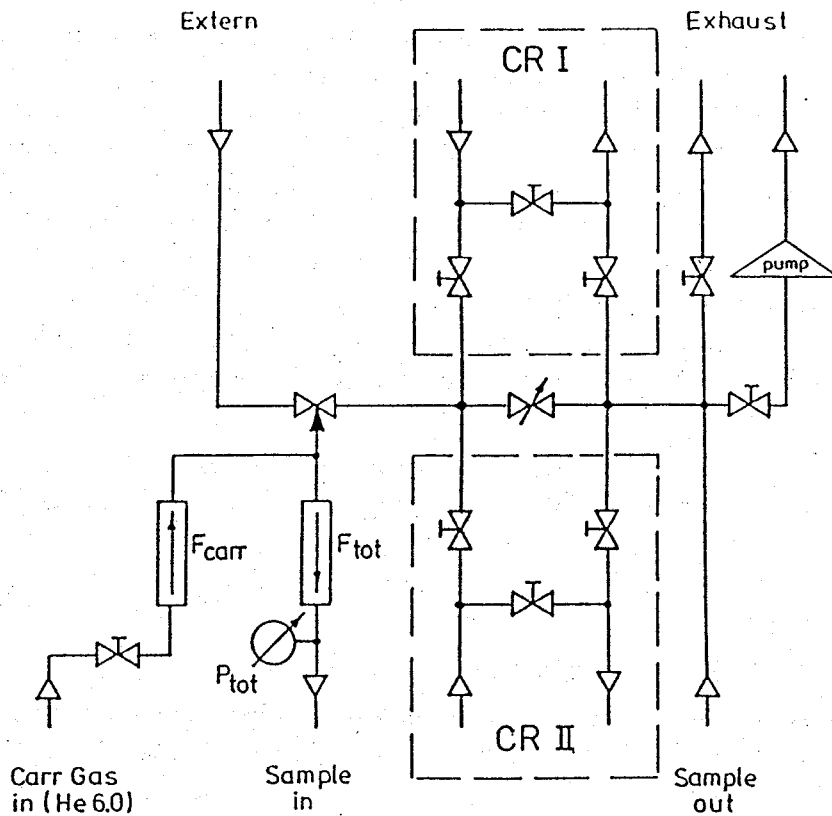


Abb. 3.13: Schaltplan Probenverteileranlage

### 3. Probenaufgabe

Zur Probenaufgabe wird eine 6-Wege-Ventil-Schaltung (6-port-valving) verwendet.

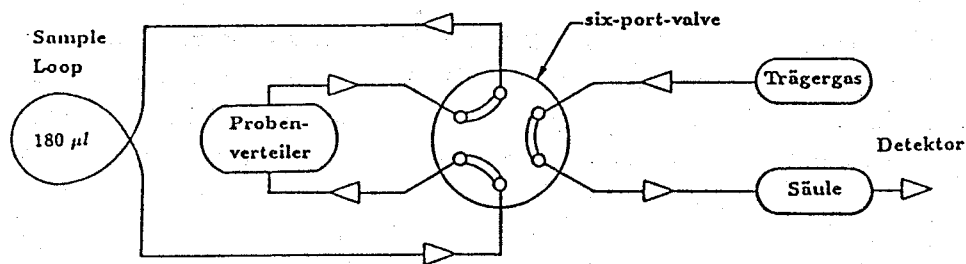


Abb. 3.14: Laden der Sample Loop

Schalterzustand 1 (Abb. 3.14):

Vom Probenverteiler strömt das Gas in eine  $180 \mu\text{l}$  Sammelschleife (engl. Sample Loop) und von dort zum Verteiler zurück. Das Trägergas wird direkt zur Analysen-Säule durchgeschaltet.

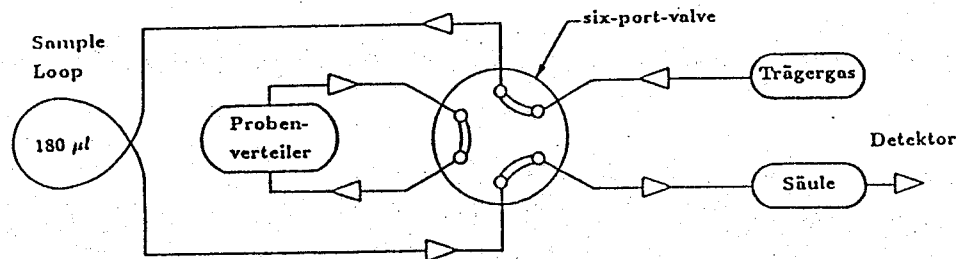


Abb. 3.15: Analyse der Probe

#### Schalterzustand 2 (Abb. 3.15):

Zum Start der Analyse wird das Ventil umgeschaltet. Das Trägergas strömt nun den Probeninhalt durch die Sample Loop zur Säule, während der Probengaskreis kurzgeschlossen ist. Im Gegensatz zu anderen Verfahren der Probenaufgabe z.B. der Einspritztechnik ist das beschriebene Verfahren sehr einfach anzuwenden. Es gelangen keinerlei Verunreinigungen aus der Luft in die Probe (Teflondichtungen), und bei konstantem Druck gelangt durch das feste Schleifenvolumen bei jeder Analyse dieselbe Menge Probe zur Säule.

#### 4. Säulen

Zur Analyse von Gasen werden dicht gepackte Edelstahlsäulen verwendet, die einen Außendurchmesser von 1/8 Zoll haben und ca. 1 bis 10 m lang sind. Die Verteilungskoeffizienten der Probe sind stark temperaturabhängig. Deshalb befinden sich die Säulen in einem auf 0,1°C exakt thermostatisierbaren Konvektionsofen mit Gebläse. Mit steigender Temperatur verkürzen sich die Retentionszeiten.

Betrachtet man die Ursache der Verteilung der Probe, so muß man im Wesentlichen drei Gruppen von Säulen unterscheiden:

##### – Molekularsiebe

Die Grundsubstanzen der Füllung sind Na-Al oder Ca-Al Silikate mit Poren, deren Durchmesser genau definiert ist. Auf Grund der Molekülgröße wandern Gaskomponenten unterschiedlich schnell oder gar nicht durch eine solche Säule. Wir hatten ein 1,8 m langes Molekularsieb 5 A (Porengröße 0,5 nm) zur Verfügung.

##### – Polymersäulen (GSC)

Das Füllmaterial besteht aus Polymeren mit räumlicher Vernetzung und wird in Form winziger Kügelchen geliefert. Die Trennung erfolgt auf Grund des Siebeffektes, der Adsorption und der Verteilung der Probe im Korn /PMC77/. Die wichtigsten Vertreter dieser Gruppe sind die Porapak- und Chromosorb-Serien (Warenbezeichnung Waters Assoc.). Für unsere Zwecke ist in der "Technischen Chemie" (RWTH Aachen) /MEL86/ eine 4 m x 1/8 Zoll Porapak Q 80-100 mesh (entspricht Korndurchmesser 0,15-0,18 mm) angefertigt worden.

##### – GLC-Säulen

Die Säulenfüllung besteht aus feinkörnigen Trägermaterialien (Kieselgur), deren gesamte Oberfläche mit einem gleichmäßig dünnen Film der Trennflüssigkeit benetzt ist /THO77/. Die Trennung beruht hauptsächlich auf der unterschiedlichen Verteilung der Probenkomponenten zwischen der Trennflüssigkeit und dem Trägergas. Wir erhielten von der "Technischen Chemie" /MEL86/ eine Säule 4 m x 1/8 Zoll mit 37% Silicon OV 101 (Silikonöl;

OV abgekürzt für Ohio Valley) auf Chromosorb P 60-80 mesh (entspricht 0,18-0,25 mm im Durchmesser).

### 5. Der Wärmeleitfähigkeitsdetektor (WLD)

Der WLD gehört zu der Gruppe der "konzentrationsabhängigen" Detektoren. Er ist universell einsetzbar, sehr robust und einfach zu bedienen.

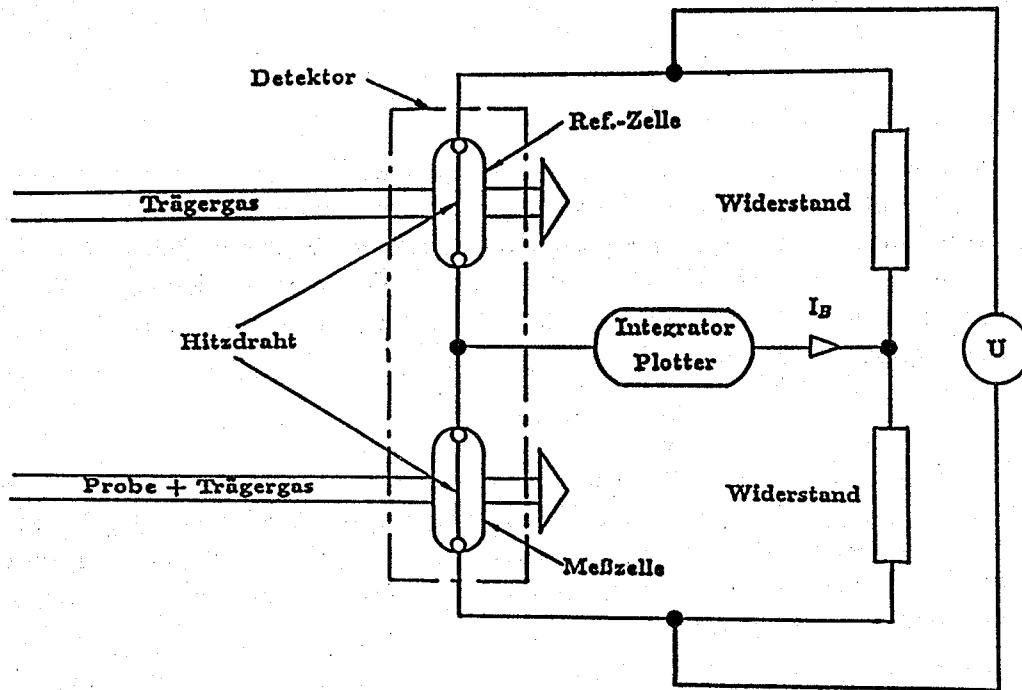


Abb. 3.16: Schaltung WLD

Abbildung 3.16 zeigt die elektrische Schaltung (Wheatstone'sche Brücke) des WLD-Detektors. Der Detektor besteht aus zwei Gasräumen (Referenz- und Meßzelle), in denen jeweils ein Hitzdraht aus einer Wolfram Legierung eingebaut ist. Der Widerstand dieses Materials steigt mit wachsender Temperatur. Die Referenzzelle wird konstant mit reinem Helium durchspült. Strömt in die Meßzelle zusätzlich zum Trärgas (He) eine Probenkomponente mit einer kleineren Wärmeleitfähigkeit als Helium, so steigt infolge der Temperaturerhöhung der Widerstand und somit auch der Brückenstrom  $I_B$ . Dieser Strom wird laufend gemessen und von einem Integrator-Plotter /GAS5/ ausgewertet (vergl. 4.1). Die Empfindlichkeit des Detektors steigt, wenn die Differenz der Wärmeleitfähigkeit zwischen Probe und Trärgas groß und wenn die Grundeinstellung des Brückenstromes möglichst hoch ist. Praktisch erreicht man eine Vergrößerung des Brückenstromes durch Steigerung der Temperaturdifferenz zwischen Detektorblock (eigene Heizung) und Hitzdraht.

## 4. Auswahl der Gase

Da wir Untersuchungen für H1 und L3 durchführten, waren an die Gasgemische unterschiedliche Anforderungen des jeweiligen Experimentes geknüpft.

- Durch die kurzen Zeitabstände zwischen dem Aufeinandertreffen der Elektronenpakete mit dem Protonenstrahl (125 ns) beim Speicherring HERA und die vorgegebene maximale Länge der Driftwege sollen Gasgemische verwendet werden, bei denen die Elektronen - Driftgeschwindigkeit in der Größenordnung von  $40 \mu\text{m}/\text{ns}$  liegt, damit der Detektor rechtzeitig wieder aufnahmebereit ist.
- Beim L3-Experiment sind die Zeitabstände zwischen zwei aufeinanderfolgenden Elektron- und Positronpaketen wesentlich größer ( $22 \mu\text{s}$ ). Deshalb ist die Driftgeschwindigkeit hier durch die Kammergeometrie und den FADC Zeitmeßbereich ( $10,24 \mu\text{s}$ ) limitiert. Somit ergibt sich bei einer vorgegebenen maximalen Driftdistanz von 5 cm eine Driftgeschwindigkeit von ungefähr  $5 \mu\text{m}/\text{ns}$ . Hauptsächlich soll dieser Vertexdetektor, der in einem Magnetfeld betrieben werden soll, durch eine exzellente Ortsauflösung die Rekonstruktion schwach gekrümmter Spuren zur Impulsbestimmung ermöglichen.

Aus diesem Grund haben wir zwei Klassen von Gasen untersucht: die bei realistischen Feldstärken schnellen oder "heißen" Gase und die langsamen oder "kalten" Gase. "Kalt" bedeutet in diesem Zusammenhang, daß die Energieaufnahme der Elektronen zwischen den Stößen vergleichbar mit der Energieabgabe ist. Die Elektronen behalten etwa thermische Energie.

### "heiße" Gase

Um unsere Ergebnisse mit den Resultaten anderer Gruppen /VAV86/ vergleichen zu können, verwendeten wir das Referenzgasgemisch Ar/Ethan 50/50. Danach wurde die Edelgaskomponente Argon durch Xenon ausgetauscht. Xenon bietet den Vorteil einer höheren Ionisationsdichte ( $314 \text{ ip}/\text{cm}$  (Ionenpaare/cm) bei minimal ionisierenden Teilchen /SAU77/) und ist somit für die Energiemessung günstiger. In einer weiteren Meßreihe wurde der Löschgasanteil (Quencher) von 50 % auf 30 % reduziert.

### "kalte" Gase

Ein typisches "kaltes" Gas ist Kohlendioxid. Dieses Gas hat aber eine niedrige Ionisationsdichte ( $88 \text{ ip}/\text{cm}$  bei minimal ionisierenden Teilchen) und zeigt schon bei geringer Gasverstärkung  $\sim 10^3$  Entladungserscheinungen. Organische Zusätze (Quencher) wie z.B. Isobutan ( $\text{iC}_4\text{H}_{10}$ ) erlauben wegen ihrer Molekülstruktur (Absorption von UV - Quanten) eine Steigerung der Gasverstärkung.

Mit einer Gasmischung aus 80 %  $\text{CO}_2$  und 20 %  $\text{iC}_4\text{H}_{10}$  wurden sehr gute Ortsauflösungen erzielt ( $\sim 30 \mu\text{m}$  bei 1 cm Driftstrecke /HER85,HAW87,MUH85/). Man vermutet aber, daß im realen Experiment am  $e^+e^-$ -Speicherring das Isobutan die Lebensdauer der Driftkammer verkürzt /EFS86/. Deshalb testeten wir Gasgemische, in denen das Isobutan durch niedrige Kohlenwasserstoffe (Ethan,Methan) ersetzt wurde. Außerdem wurden Anteile von Argon ( $96 \text{ ip}/\text{cm}$ ) hinzugesetzt, um die Driftgeschwindigkeit bei niedrigerem Feld beizubehalten.

Folgende Gasmischungen wurden untersucht:

heiße Gasgemische:

Gas	Druck [bar abs.]	-dE/dx [keV/cm]	n <sub>T</sub> [ip/cm]
Ar/CH <sub>4</sub> 50/50	1	2,58	98
Xe/CH <sub>4</sub> 50/50	1	4,74	205
Xe/CH <sub>4</sub> 70/30	1	5,55	246

"kalte" Gasgemische:

Gas	Druck [bar abs.]	-dE/dx [keV/cm]	n <sub>T</sub> [ip/cm]
CO <sub>2</sub> /CH <sub>4</sub> 75/25	2	5,26	158
CO <sub>2</sub> /Ar/CH <sub>4</sub> 75/20/5	2	5,64	174
CO <sub>2</sub> /Ar/C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> 75/20/5	2	5,76	184

dE/dx Energieverlust pro Einheitslänge für einfach geladene minimal ionisierende Teilchen

n<sub>T</sub> Zahl der insgesamt erzeugten Elektron-Ionenpaare bei Durchgang minimal ionisierender Teilchen

#### 4.1 Herstellen der Gasmischungen

Die Gasgemische sind mit der beschriebenen Anlage (vergl. 3.4) hergestellt worden. Das Mischungsverhältnis muß genau bekannt sein, damit die Reproduzierbarkeit unserer Ergebnisse gewährleistet ist. Die Verfahrensweise wird an Hand des Gasgemisches Xe/Ethan 70/30 erläutert:

Es sollen z.B. 100 l Xe/Ethan 70/30 im Partialdruckverhältnis (PDV) gemischt werden (entspricht 10 bar x 10 l). Dieses Verhältnis wird direkt proportional zum Partialdruck der Komponenten eingestellt ( $Xe/Ethan = P_{Xe}/P_{Ethan} = 70/30$ ). Das Partialdruckgesetz von Dalton gilt streng nur für ideale Gase. In erster Näherung gilt das Gesetz auch hier, da wir nicht im Bereich des kritischen Druckes oder der kritischen Temperatur der Gase arbeiten /KEL61/. Der evakuierte Mischbehälter wird also mit Ethan bis zu einem Druck von 3 bar gefüllt. Anschließend wird Xenon zugemischt, bis ein Druck von 10 bar erreicht

wird. Der Fehler der Druckdose beträgt 0,01 bar. Das entspricht einem relativen Fehler von 0,33 % bei Ethan und 0,14 % bei Xenon.

Vor dem Gebrauch müssen Deoxo und Molsieb /GAS1/ regeneriert werden. Um die Adsorptionszentren der festen Trägermaterialien zu aktivieren, werden die Reiniger über ca. 8 Stunden auf ungefähr 250°C aufgeheizt. Unter ständigem Fluß von HeH<sub>2</sub> bzw. He werden die angelagerten Moleküle wie z.B. Wasser desorbiert und aus dem Gassystem hinaus transportiert. Wird ein neues Gasgemisch eingefüllt, so werden außer den Verunreinigungen auch die Komponenten des Gasgemisches je nach spezifischen Verteilungskoeffizienten unterschiedlich adsorbiert, bis ein stabiles Gleichgewicht erreicht ist. Deshalb muß das System im offenem Durchfluß gut gespült werden, bis die Reiniger gesättigt sind und die Konzentration der Komponenten Xe und Ethan im Gassystem dem gewünschten Verhältnis entspricht.

## 4.2 Analyse der Gasmischungen

Ziel ist es, mit dem im Kapitel 3.5 beschriebenen Gaschromatographen die Gasmischungen qualitativ und quantitativ zu analysieren. Um die Chromatographiebedingungen festzulegen, ist eine Anzahl von Parametern zu berücksichtigen. Grundsätzlich bringt bei allen Säulen eine Temperaturerhöhung sowie eine Säulenverkürzung den Vorteil kürzerer Retentionszeiten (RT) aber den Nachteil einer schlechteren Trennung. Andererseits bedingt eine Verlängerung der Säule oder eine geringere Temperatur eine größere Längsdiffusion der Probe beim Durchlaufen der Säule. Im Idealfall erhält man im Chromatogramm, das ist die Aufzeichnung der Intensität des Detektorsignals über der Zeit, einen gaußförmigen Peak. Dieser verbreitert sich mit wachsender Retentionszeit aufgrund der Diffusion und geht im Extremfall großer Retentionszeiten und kleiner Stoffmengen im Rauschen der Nulllinie unter. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors ist je nach Wärmeleitfähigkeit der Komponente begrenzt. Es ist nicht möglich gleichzeitig die Hauptkomponenten des Gasgemisches in der Größenordnung 5 - 75% und kleine Verunreinigungen im ppm- oder ppb-Bereich zu detektieren. Unsere Versuche mit den uns zur Verfügung stehenden Mitteln sind gescheitert. So treten bei normalen GC-Bedingungen (s.u.) alle Komponenten der Luft (N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, Ar, ...) mit Ausnahme von Wasser und Kohlendioxid als ein gemeinsamer Peak (engl. Composite-Peak) im Chromatogramm auf (Abb. 4.1). Eine Verbesserung der Spurenanalyse mit dem Gaschromatographen wäre durch folgende Modifikationen des Aufbaues möglich:

- mit einer komplizierten Säulenumschaltung werden die Hauptkomponenten vom Analyseprozeß ausgeschlossen.
- eine Sample Loop mit größerem Volumen erhöht die Stoffmenge der zu analysierenden Komponenten.
- wesentlich längere Säulen und eine "Ofen"-Temperatur von -78°C (Stickstoff Kühlung ermöglichen eine Trennung der 'Composite'-Gase /THO77/.

Die Erfahrung zeigt jedoch, daß besonders Sauerstoff mit gaschromatographischen Mitteln im ppm Bereich nicht nachzuweisen ist /MEL87/. Während der Testmessungen im DESY beschränkten wir uns darauf, die Hauptbestandteile unserer Gasgemische zu analysieren. Es war also erforderlich eine geeignete Säule zu wählen und die Chromatographiebedingungen so festzulegen, daß alle vorkommenden Komponenten einfach und in möglichst kurzer Zeit getrennt und detektiert werden konnten:

- Molsieb 5 A 6' x 1/8" (6 Fuß ~ 1,8 m)

Zur Trennung der Hauptkomponenten erwies sich diese Säule als völlig ungeeignet. Eines der für uns wichtigsten Gase - das Kohlendioxid - wird sehr lange in dieser Säule zurückgehalten (3-4 Stunden). Dies führt beim Detektorsignal zu einer kaum meßbaren Erhöhung der Nulllinie und vermindert zusätzlich die Nachweiswahrscheinlichkeit der anderen Komponenten /MÖC85/. Die Trennfähigkeit der Säule wird durch irreversible Adsorption von Staub und ähnliche Verunreinigungen schnell herabgesetzt. Sogar fabrikneue Materialien sind oft schon unbrauchbar /BIR85/.

- 4 m x 1/8" Porapak Q und OV 101 auf Chromosorb P

Beide Säulen sind mit einem vergleichbar unpolaren Material gefüllt, so daß auch das Trennverhalten sehr ähnlich ist. Beide Säulen besitzen mittlere bis kurze Retentionszeiten sowohl für polare Substanzen wie CO<sub>2</sub> als auch für unpolare Stoffe wie z.B. die niedrigen Alkane oder Edelgase. Nicht getrennt werden können die Composite-Gase wie O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He, Ar, CO. Sie treten als gemeinsamer Peak vor allen anderen Komponenten im Chromatogramm auf. Abbildung 4.1 zeigt einen Vergleich der beiden Säulen und die Chromatographiebedingungen /MEL86/.

Trotz der niedrigen Ofentemperatur wurden mit der Silikon-Säule kürzere Retentionszeiten erzielt. Deshalb wurde diese Säule zur Analyse und die Porapak-Säule als Referenz-Säule eingesetzt.

#### - Qualitative Analyse

Bei gleichen Gaschromatographiebedingungen tritt eine Gaskomponente immer zum selben Zeitpunkt aus der Säule aus. Der Integrator druckt den Zeitwert, der zum Maximum des Peak gehört, als Retentionszeit aus. Aus den Retentionszeiten werden direkt die Gase identifiziert. Mit den GC-Bedingungen (Abb. 4.1) und einem Trägergasfluß von 20 ml/min erhält man folgende Eluationsreihenfolge:

1,16 min Argon (und Composite-Gase)

1,21 min Methan

1,37 min CO<sub>2</sub>

1,55 min Xenon

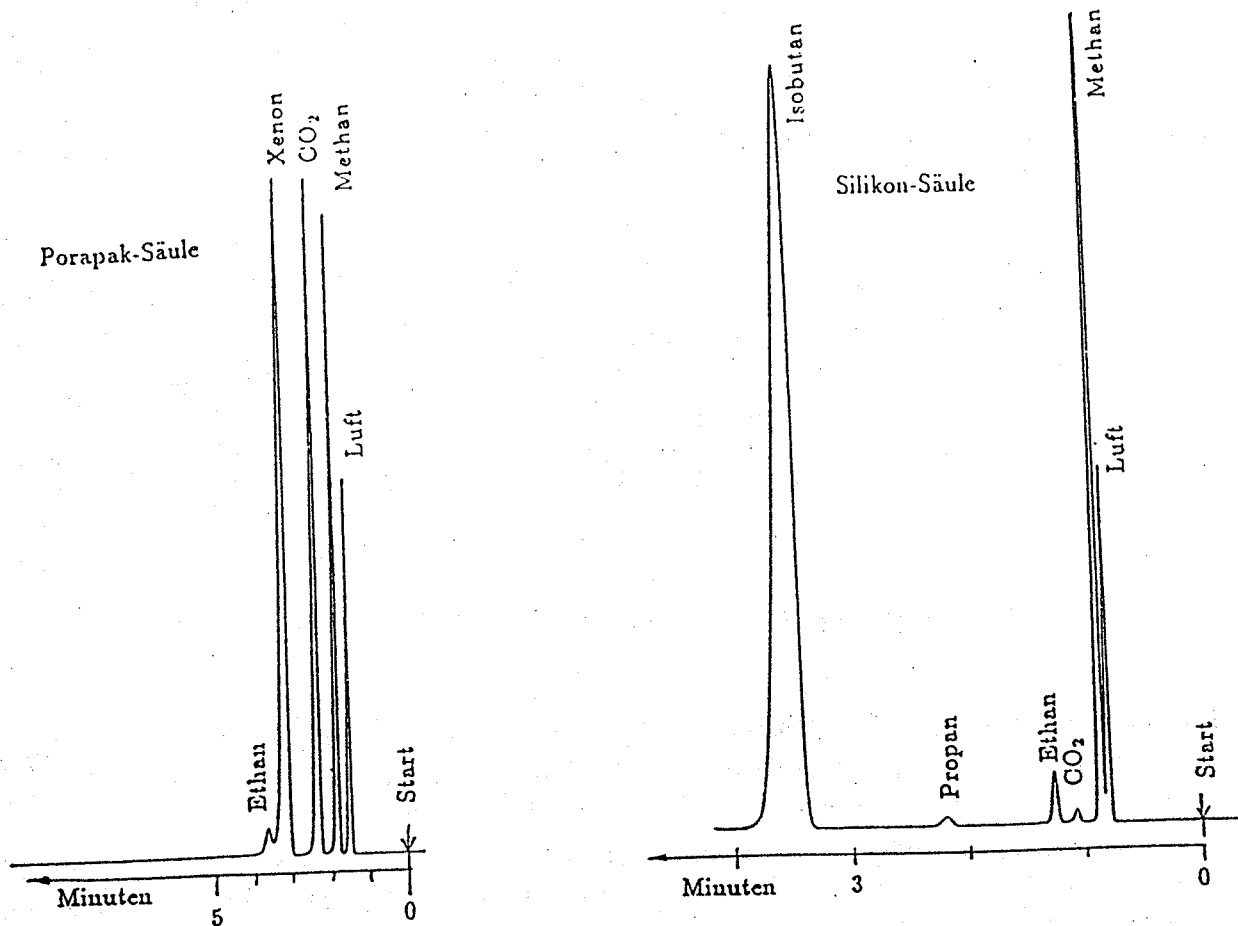
1,67 min Ethan

#### - Quantitative Analyse

Die durch den Detektor geströmte Substanzmenge  $m_i$  ist der Peakfläche  $A_i$  direkt proportional. Dabei versteht man unter der Peakfläche die über der Nulllinie stehende Fläche; d.h. die zeitlich integrierte Intensität des Detektorsignals. Der Proportionalitätsfaktor  $R_i$  (engl. Responsefactor) ist, außer der Menge dieser Substanz, noch von der Wärmeleitfähigkeitsdifferenz zwischen dem Trägergas He und der Substanz abhängig.

$$m_i = R_i \cdot A_i \quad (4.1)$$

Unsere Mischungen sind über das Partialdruckverhältnis (PDV) hergestellt worden. Die Vorgehensweise bei der Gasanalyse wird am Beispiel der Mischung Xe/Ethan im PDV 70/30 erläutert:



#### GC-Bedingung

Säule : 4 m x 1/8", Porapak Q, 80-100 mesh  
 Ofentemperatur : 110°C  
 Säulenvordruck : 30 psi He  
 Detektortemperatur : 150°C  
 Filamenttemperatur : 220°C (211 mA)  
 Probenmenge : 100 µl  
 Abschwächung : 8 (5 mV)  
 Schreibgeschwindigkeit : 10 mm/min

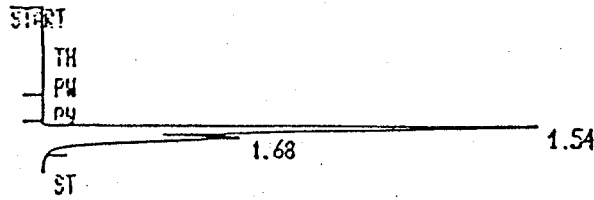
#### GC-Bedingung

Säule : 4 m x 1/8", 37% Silikon OV 101  
 auf Chromosorb P, 60-80 mesh  
 Ofentemperatur : 40°C  
 Säulenvordruck : 30 psi He  
 Detektortemperatur : 150°C  
 Filamenttemperatur : 220°C (211 mA)  
 Probenmenge : 150 µl  
 Abschwächung : 8 (5 mV)  
 Schreibgeschwindigkeit : 30 mm/min

Abb. 4.1: Chromatogramm - Vergleich

Abbildung 4.2 zeigt ein Chromatogramm der Probe, die direkt aus dem Mischbehälter genommen wurde. Der obere Peak (RT = 1,55 min) stammt von 70% Xenon, der untere (RT = 1,68 min) von 30% Ethanol. Unter dem Chromatogramm sind in der rechten Spalte die vom Integrator berechneten Peakflächen prozentual gedruckt. Zur Eichung werden aus dem Mischgefäß mehrere Chromatogramme genommen. Aus dem Mittelwert der Flächen  $A_i$  (in %) wird mit einer leicht von 4.1 abgewandelten Formel ein Eichfaktor  $R_{p_i}$  bestimmt:

$$R_{p_i} = \frac{PDV_i}{\langle A_i \rangle} \quad (4.2)$$



RUN #. 172

APR/12/86 20:42:33

AREA%	RT	AREA	TYPE	AR/HT	AREA%
67.230	1.54	1028600	EV	0.876	
32.770	1.63	530340	VS	0.894	

Abb. 4.2: Chromatogramm HP - Integrator

Hierbei wird  $PDV_{Xenon} = 70\%$  und  $PDV_{Ethanol} = 30\%$  als richtig vorausgesetzt.  $R_{pXenon}$  ergibt sich mit  $\langle A_{Xenon} \rangle = 67,244\%$  zu 1,0409 und  $R_{pEthanol}$  mit  $\langle A_{Ethanol} \rangle = 32,757\%$  zu 0,9158. Der statistische Fehler beträgt in diesem Beispiel  $\pm 0,07\%$ .

Während der eigentlichen Messung des Gasgemisches in der Driftkammer wurden aus dem Rücklauf der Kammer einige Proben entnommen und analysiert. Die Mittelwerte der erhaltenen Flächenprozentage  $A_i$  wurden mit den Eichfaktoren  $R_{p_i}$  multipliziert. Die so erhaltenen Partialdruckverhältnisse betragen  $69,9 \pm 0,1\%$  Xenon und  $30,1 \pm 0,1\%$  Ethanol. Bei allen anderen Messungen wurde genauso verfahren. Der statistische Fehler der Eichung betrug maximal  $0,5\%$ .

Die Abweichungen der Partialdruckverhältnisse von Proben aus dem Mischbehälter zu Proben aus dem Rücklauf der Kammer betrug maximal  $1\%$  mit einem statistischen Fehler von  $\pm 0,5\%$ .

Der Wassergehalt der Gas Mischung wurde mit einem Panametrics Feuchtemesser ermittelt. Er betrug typisch  $\leq 10$  ppm.

## 5. Auswertung

Die Analyse der Daten fand im III. Physikalischen Institut an der RWTH Aachen mit dem Standardprogramm ANALYS /SCH85/ auf einer VAX 785 statt. Für unsere speziellen Anforderungen haben wir Unterprogramme modifiziert und weiterführende Programme geschrieben. Abbildung 5.1 zeigt schematisch den Datenfluß durch die Auswerte-Software.

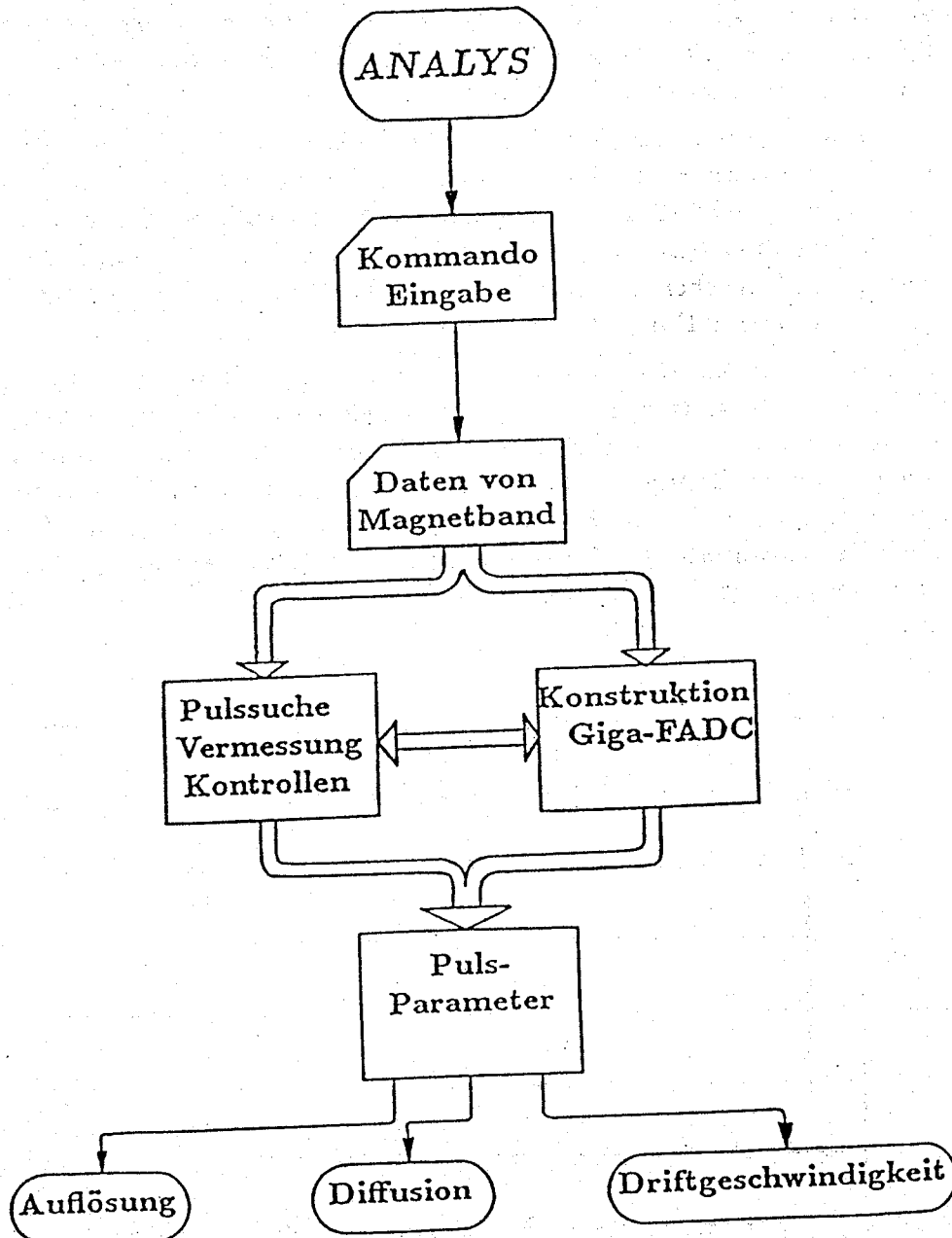


Abb. 5.1: Prinzipskizze Auswertung

## 5.1 Pulssuche

Das erste Unterprogramm in der Analyseketten liest eventweise die auf Magnetband gespeicherten Daten ein. Pro Ereignis ergibt das für jeden der 14 FADCs ein Feld der Dimension 1024. Betrachtet man die graphische Darstellung einer einzelnen Messung (Abb. 5.2), so erkennt man links den eigentlichen Kammerpuls und rechts den Zeitreferenzpuls. Damit das Programm einen Puls erkennt und akzeptiert, müssen bestimmte Kriterien erfüllt sein:

- **Baseline (engl. für Null-Linie):** Im Zeitbereich vor dem Zeitreferenzsignal in dem kein Kammerpuls liegen sollte, wird der häufigst vorkommende Amplitudenwert als Baseline errechnet (hier Bin 55).
- **Threshold (engl. für Schwelle):** Ein Puls wird erkannt, wenn der Amplitudenwert die Threshold überschreitet und mindestens eine Fläche von 5 Einheiten beinhaltet (1 Einheit entspricht  $10 \text{ ns} \times 1 \text{ Amplitudenbin}$ ). In unserem Fall hat sich eine Threshold von 2 Bins über Baseline (= 30 mV) als ausreichend erwiesen. Die Schwelle ist hoch genug, um Rauschen und Baselineschwanken von  $\pm 1 \text{ Bin}$  auszuschließen und niedrig genug, um kleine Pulse zu detektieren.
- **Region of Interest (engl. für Suchbereich):** Da der Elektronenstrahl im DESY nicht gut kollimiert war, wurden vereinzelt außer der normalen Spur weitere 'Ausreißer' - Spuren aufgezeichnet. Deshalb wurde mit kleiner Statistik (ungefähr 100 Ereignisse) der Zeitbereich des eigentlichen Elektronenstrahls und des Zeitreferenzpulses bestimmt. In der Hauptanalyse (3500 Ereignisse) werden nur diese beiden Bereiche nach Pulsen untersucht. Wird in einem der FADCs mehr als ein Puls pro Suchbereich gefunden, so wird das Ereignis verworfen.

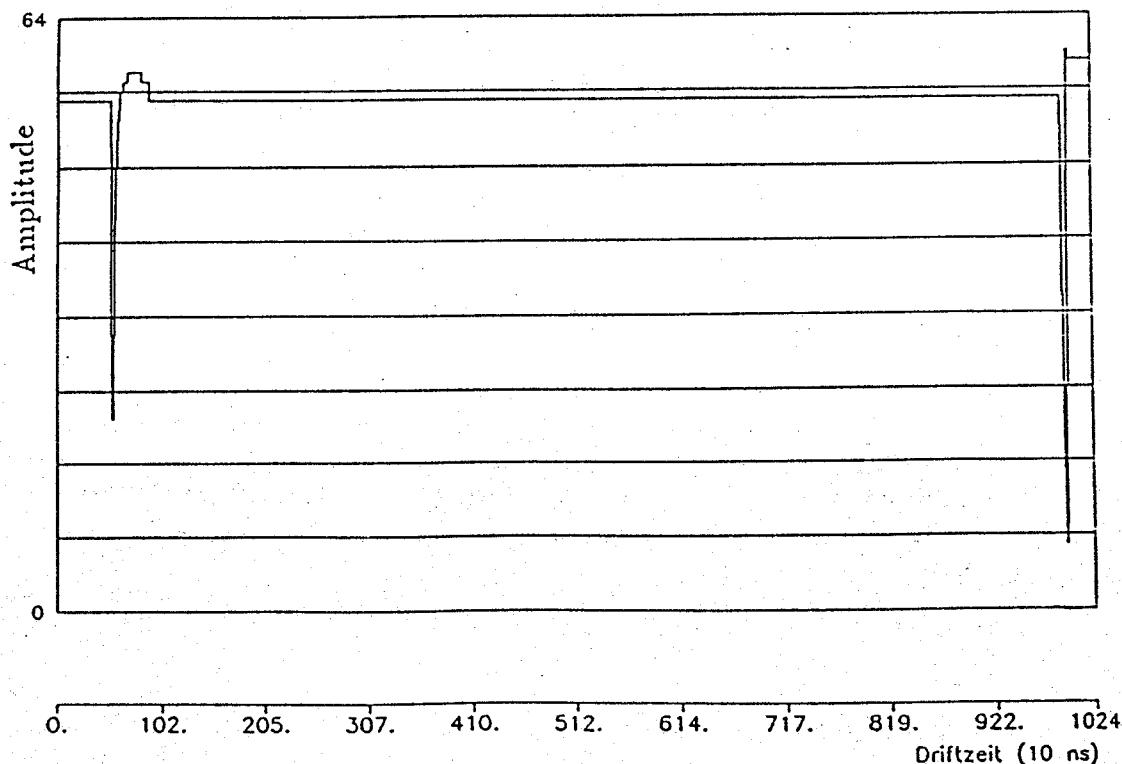


Abb. 5.2: FADC - Aufzeichnung

## 5.2 Pulsform

Zur quantitativen Erfassung der Pulsform wurden folgende Parameter gewählt (Abb. 5.3):

- maximale Amplitude
- Anstiegs- und Gesamtlänge
- Anstiegs- und Gesamtintegral

Die Anodenspannungen (vergl. 2.3) wurde bei den verschiedenen untersuchten Gasmischungen so eingestellt, daß das Spektrum der Kammerpulse ganz im FADC - Amplitudenbereich (maximal 1 V) aufgelöst werden konnten. Daher lag der Mittelwert (Median) im landauförmigen Amplitudenspektrum (Abb. 5.4) bei allen Gasen etwa gleich (1 FADC - Amplitudenbin = 1/64 Volt).

Für genauere Pulsformstudien wurde der Gigafly - ADC mit einer gegenüber dem FADC zehnfach höheren Zeitaufösung (1 Zeitbin = 1 ns) verwendet (vergl. Abb. 3.6).

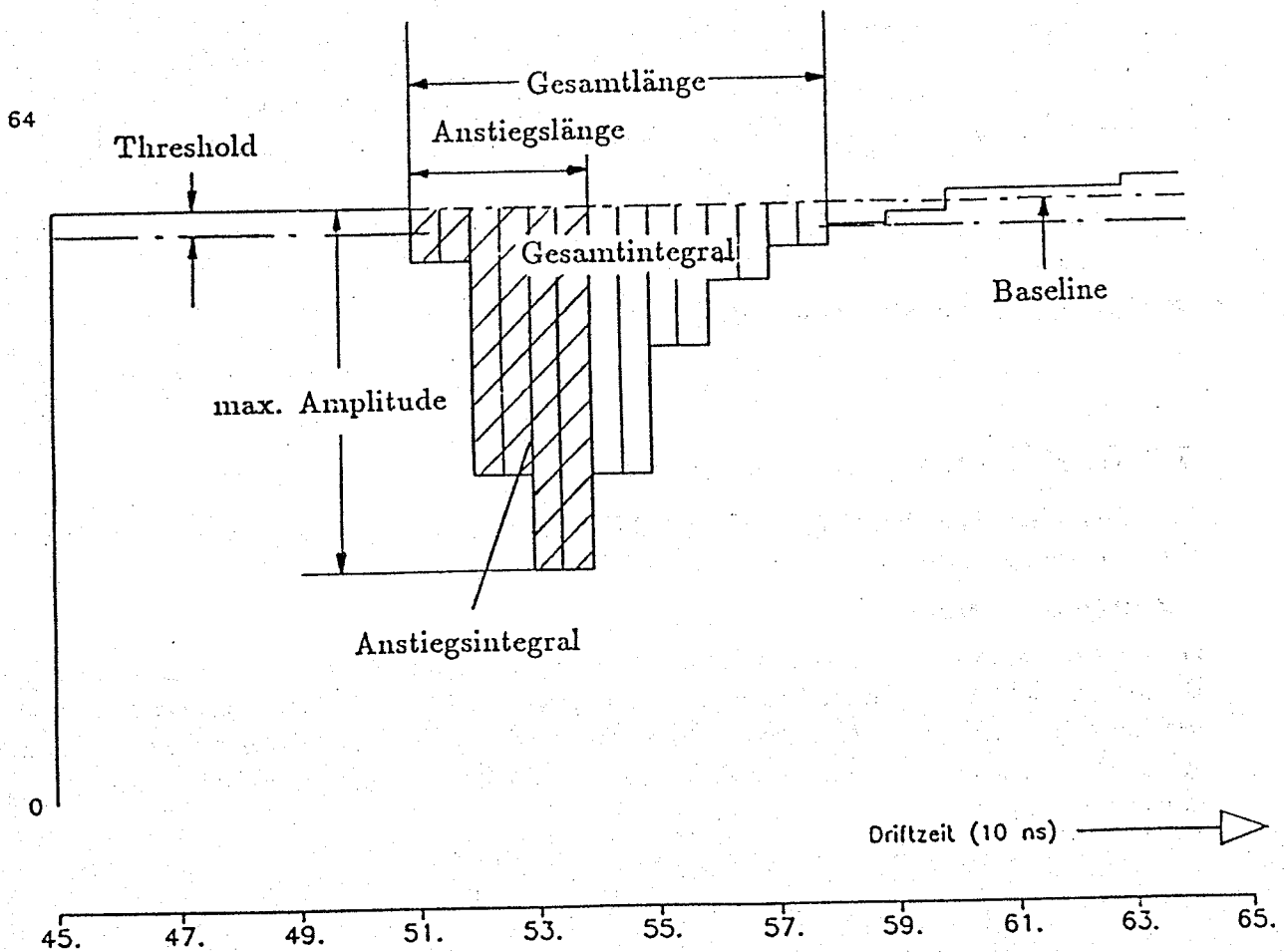


Abb. 5.3: Pulsparameter

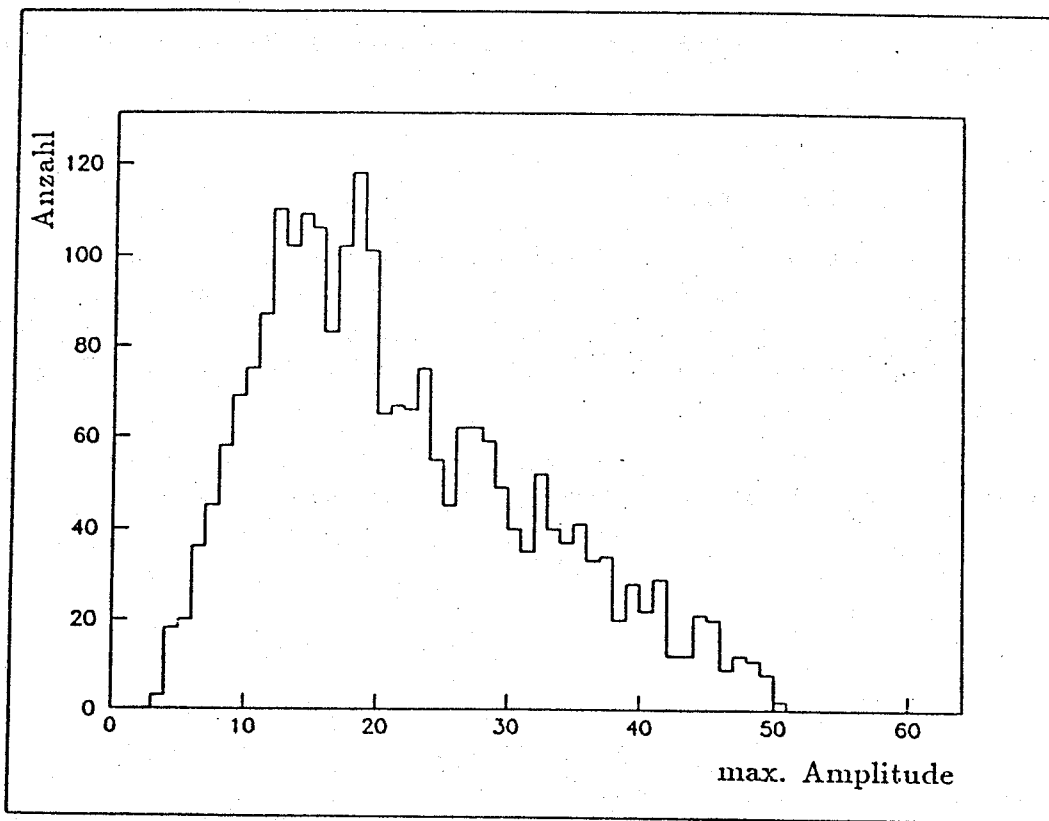


Abb. 5.4: Verteilung max. Amplitude

### 5.3 Bestimmung der Zeitmarke

Aus den identifizierten Pulsen der FADC - Aufzeichnung werden Zeitmarken berechnet. Hierbei werden zwei Puls - Typen unterschieden:

#### - Zeitreferenzpuls

Dieser Puls wurde symmetrisch geformt und muß zeitlich lang genug sein, um im 10 ns - Bining der FADCs mehrere Stützstellen zu liefern (Abb. 5.5). Die Flächenschwerpunktmethode (engl. COG = Center Of Gravity) ist das beste Verfahren bei einem symmetrischen Puls eine stabile Zeitmarke festzulegen /HAN87/. Die Formel für dieses Verfahren lautet:

$$t_{COG} = \frac{\sum_{i=a}^b t_i A_i}{\sum_{i=a}^b A_i} \quad (5.1)$$

a : Anfang des Pulses entspricht erstem Bin über Threshold (vergl. 5.1)

b : Ende des Pulses entspricht letztem Bin über Threshold

$A_i$  : Amplitude des Zeitbins i

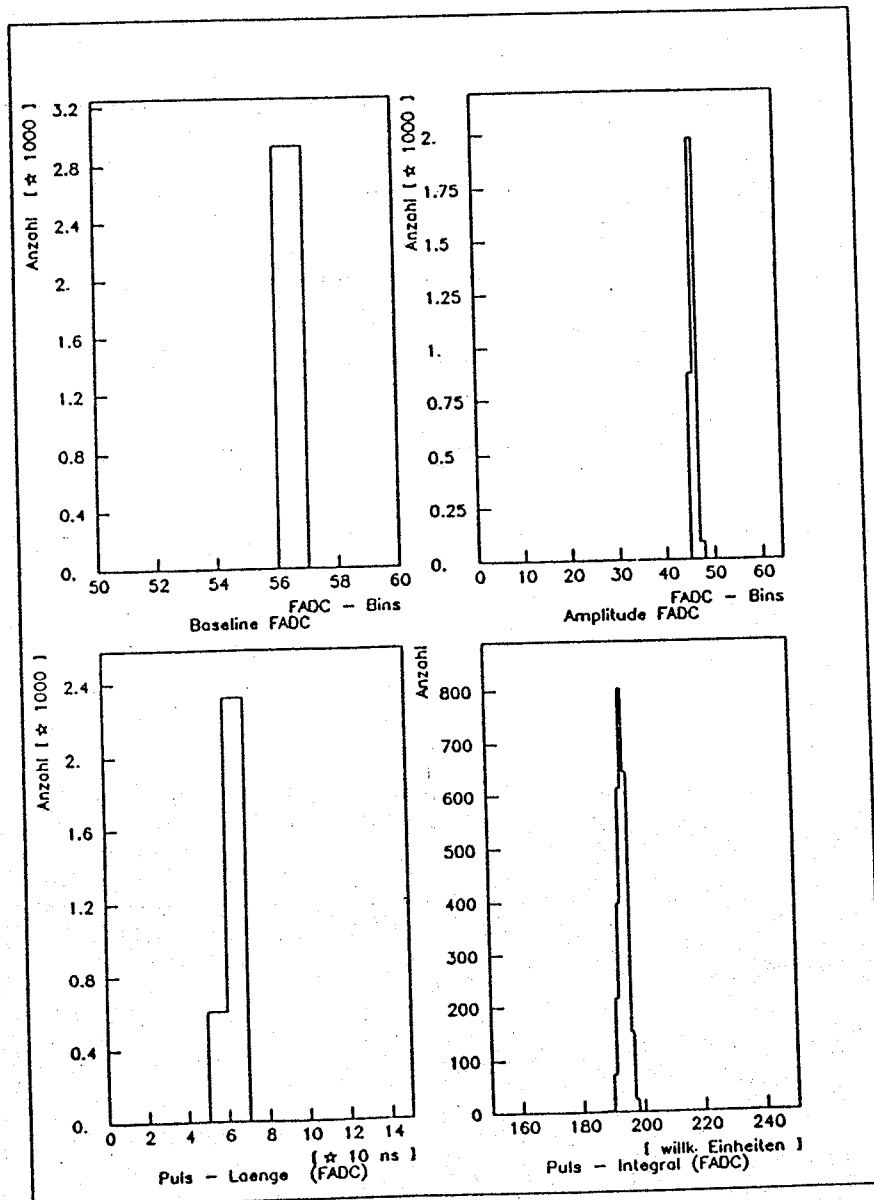
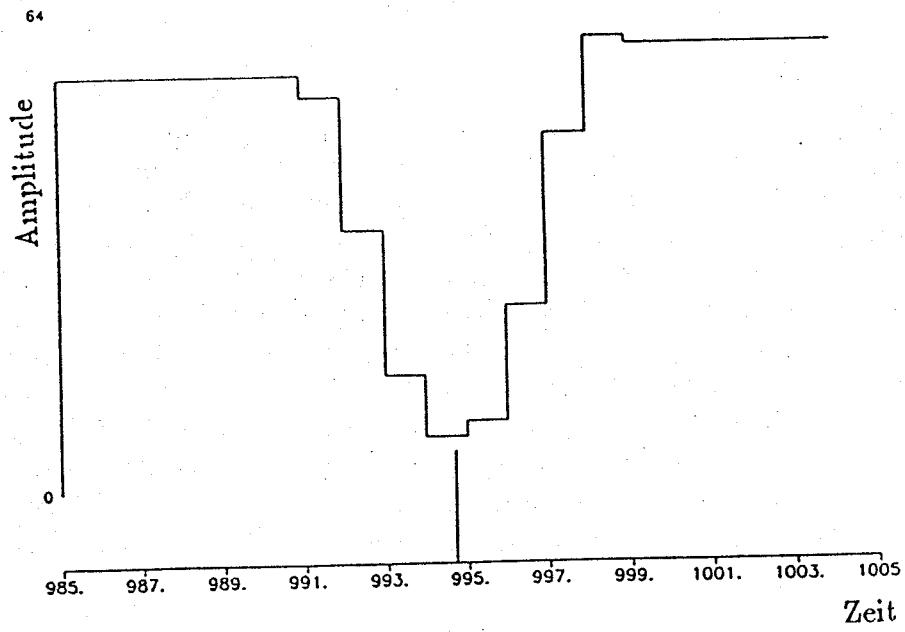


Abb. 5.5: Pulsparameter Zeitreferenzpuls

### - Kammer Puls

Dieser Puls ist asymmetrisch und beinhaltet die Ankunftsverteilung der Elektronen am Anodendraht der Driftkammer (Abb. 5.6). Die Form des Pulses hängt von bekannten Parametern (Gasart, Geometrie der Kammer,...), relativ wenig bekannten Größen (Gasverstärkung, Übertragungsfunktion von Auskoppelkreis und Vorverstärker) und von der Güte des FADCs ab. Es ist nicht möglich ohne genauere Untersuchung der Parameter vorherzusagen, in welcher Weise der Puls die physikalischen Informationen beinhaltet. Deshalb verwendeten wir zur Zeitmarkenbestimmung sowohl ein Verfahren, das nur den Anstieg des Pulses berücksichtigt, das DCOG (engl. DCOG = Differential Center Of Gravity), als auch das COG, bei welchem die gesamte Pulsinformation berücksichtigt wird. Beim DCOG wird der Puls differenziert und über den Flächenschwerpunkt der differenzierten Anstiegsflanke die Zeitmarke bestimmt (Abb. 5.7) /DRA86/.

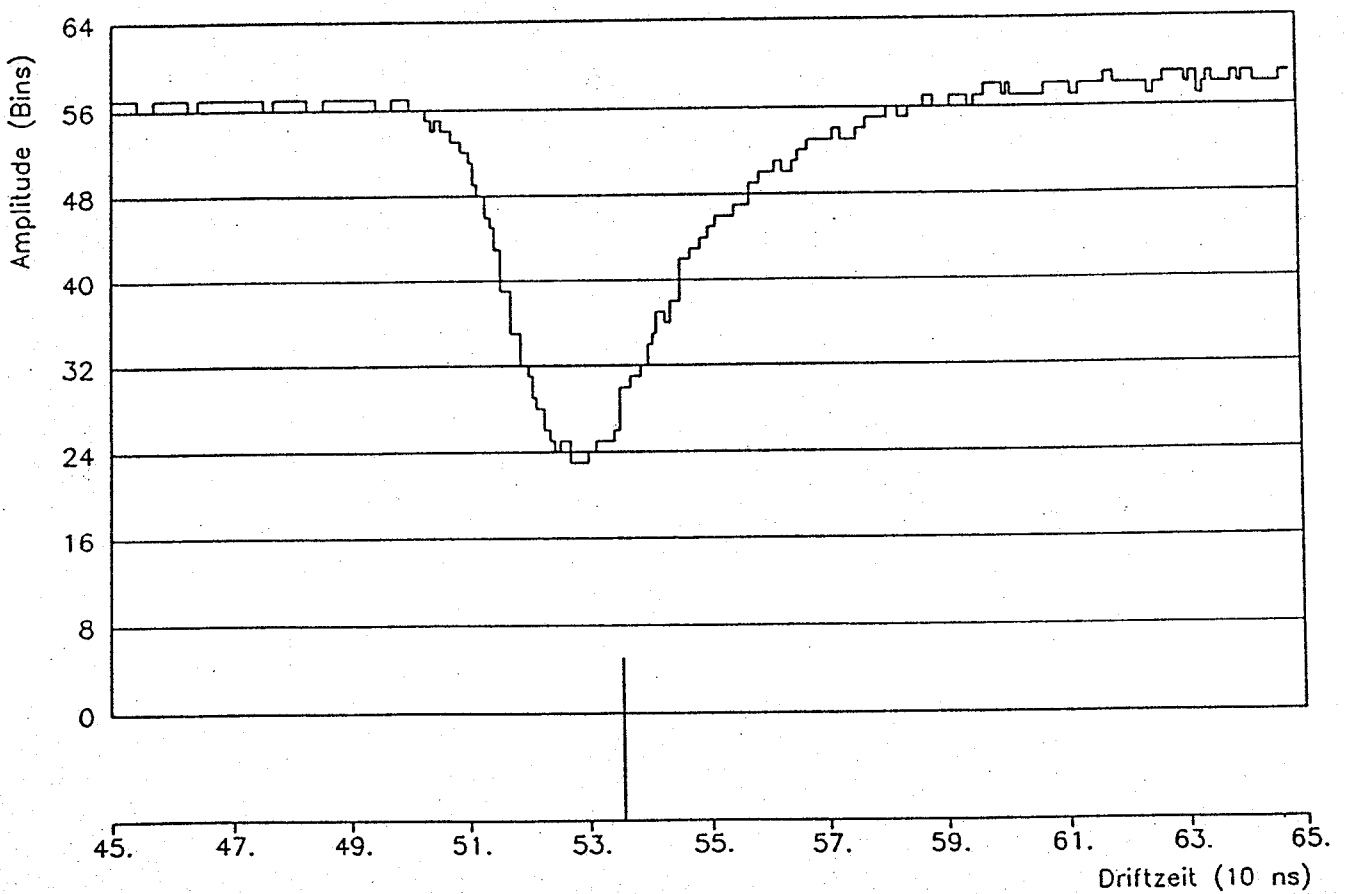


Abb. 5.6: Gigaflash - ADC Kammer Puls

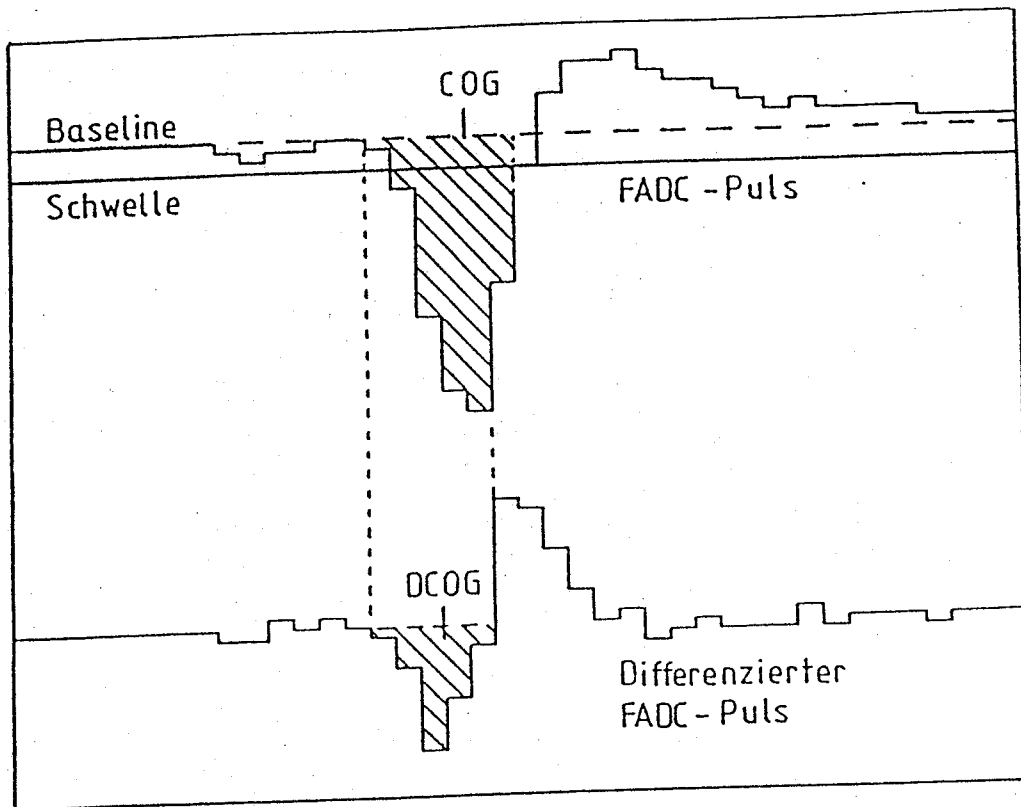


Abb. 5.7: Zeitmarkenbestimmung COG, DCOG

#### 5.4 Genauigkeit des Zeitmaßstabs

Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, beruht die Zeitmessung in unserem Experiment auf dem Zeitreferenz - Verfahren. Nach der Triggerentscheidung wird kapazitiv der Referenzpuls gleichzeitig auf alle Anodendrähte der Kammer eingekoppelt und zusammen mit dem Kammer-signal aufgezeichnet (vergl. Abb. 5.2). Mit Hilfe der Zeitmarke des Referenzpulses werden innerhalb eines aufgezeichneten Ereignisses die Zeitskalen der einzelnen FADCs relativ zueinander geeicht. Durch Verwendung des äußeren quarzstabilisierten Taktgenerators ist der Fehler des FADC internen Zeitmaßstabs zu vernachlässigen. Die Genauigkeit der einzelnen Meßwerte ist durch den Aperturfehler des FADCs je nach Steigung des Analsignals ( $\Delta U$ ) während der Aperturzeit ( $\Delta t_{Ap}$ ) gegeben.

##### - Relative Zeitmessung

Innerhalb eines Ereignisses wird der Referenzpuls zu unterschiedlichen Zeitpunkten von 14 verschiedenen FADCs abgetastet. Je nach Phasenlage zwischen Trigger und Takt ändert sich bei jedem FADC während eines "Runs" (1 Run entspricht 3500 Ereignissen) der Abtastzeitpunkt im Signal. Die Differenz der Referenz - Zeitmarken zweier FADCs sollte während eines Runs konstant bleiben ( $D_r = t_i - t_j; i, j = 1-14$ ). Abbildung 5.8A zeigt die gaußförmige Differenzverteilung der FADCs 1 und 4 mit einer Breite von  $\sigma_r = 0,23$  ns).

Diese Breite setzt sich aus den Fehlern der einzelnen FADCs zusammen:

$$\sigma_{rij} = \sqrt{\sigma_{t_i}^2 + \sigma_{t_j}^2} \quad (5.2)$$

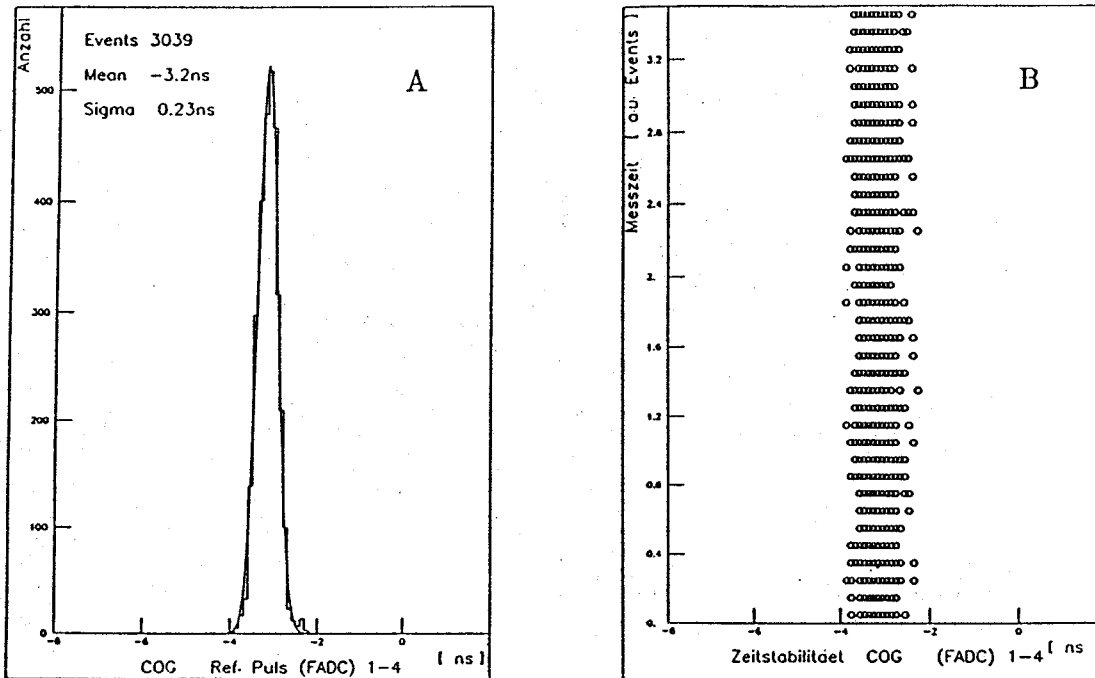


Abb. 5.8: relative Zeitmessung

Diese Verteilung wurde für 14 linear unabhängige FADC Kombinationen aufgenommen und daraus der Einzelfehler ( $\sigma_{t_i}$ ) bestimmt. Der mittlere Fehler der relativen Zeitskala beträgt  $\langle \sigma_r \rangle = 175$  ps.

In Abbildung 5.8B ist die Differenzverteilung ( $D = t_i - t_j$ ) gegenüber der Meßzeit aufgetragen (Aufnahmerate 2 Hz). Man sieht, daß die relativen Zeitmaßstäbe über der Meßzeit stabil bleiben. Diese (relative) Zeitstabilität ermöglicht den Betrieb des Gigafash - ADCs (vergl. 3.5)

#### - Absolute Zeitmessung

Die Laufzeiten der Triggerentscheidung und des Referenzsignals müssen für eine absolute Zeiteichung gemessen werden (Kabelllaufzeiten). Die Zeitversetzung zwischen Trigger und 100 MHz - Takt wird mit einem schnellen TDC (Auflösung 100 ps) gemessen. Abbildung 5.9 zeigt das Rechteckprofil dieses TDCs mit einer Breite von exakt 10 ns entsprechend einer Periodendauer des 100 MHz - Taktes.

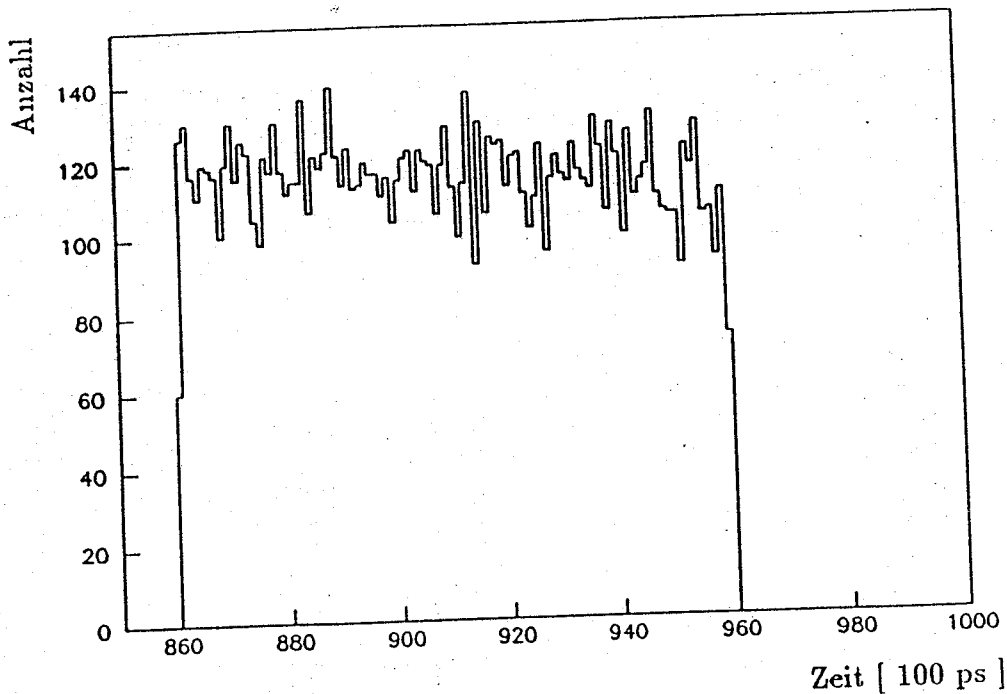


Abb. 5.9: Zeitspektrum "Phasen" - TDC

Werden die Referenz - Zeitmarken mit den oben erwähnten Kabellauzeiten und dem TDC Wert korrigiert, so erhält man eine absolute Zeitmarke. Abbildung 5.10A zeigt die Verteilung der korrigierten Zeitmarke. Die Breite dieser Verteilung setzt sich aus den relativen Fehlern des FADCs (s.o.), des "Phasen" - TDCs und dem Jitter des Pulsgenerators (Modell 222N Firma Le Croy) zusammen:

$$\sigma_{abs} = \sqrt{\sigma_r^2 + \sigma_{TDC}^2 + \sigma_{Pulsgenerator}^2} \quad (5.3)$$

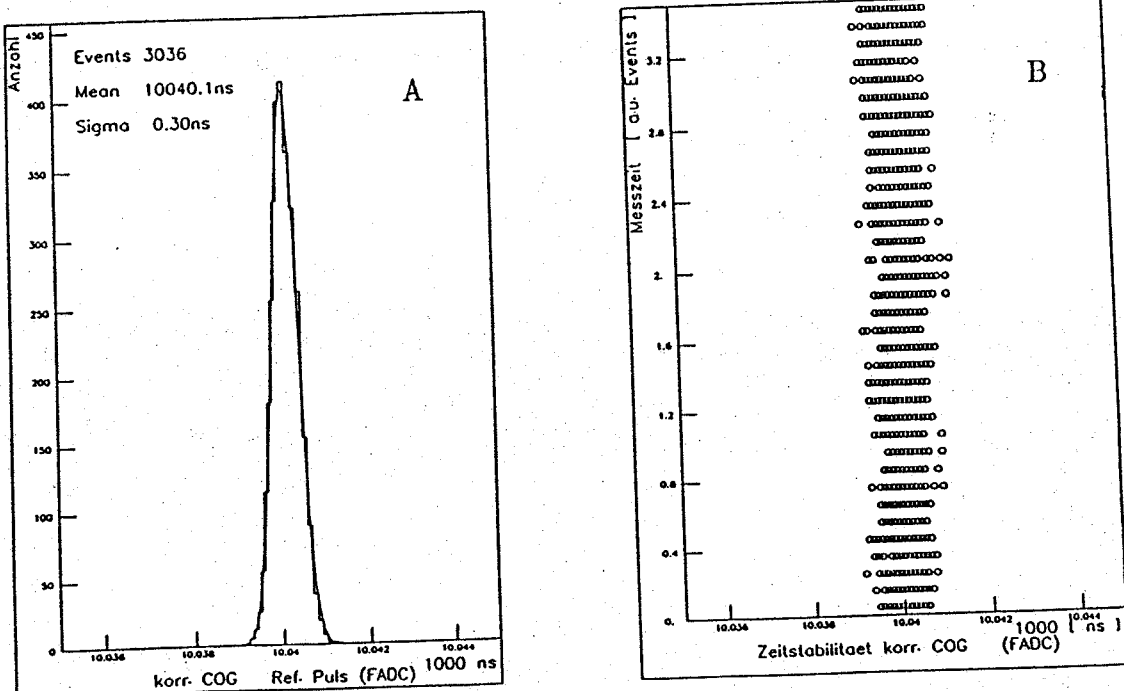


Abb. 5.10: absolute Zeitmessung mit Pulsgenerator Firma Le Croy

Über alle FADCs gemittelt beträgt der Fehler der absoluten Zeitskala  $\sigma_{abs} = 0,30$  ns. Abbildung 5.10B zeigt deutlich das Driftverhalten während der Meßzeit.

Tests mit einem besseren Pulsgenerator (DG535 Firma Spectros Copy Instruments) zeigen, daß der Fehler in der absoluten Zeitmessung auf  $\sigma_{abs} = 0,21$  ns (Meßzeit 10 Stunden) reduziert werden kann (Abb. 5.11).

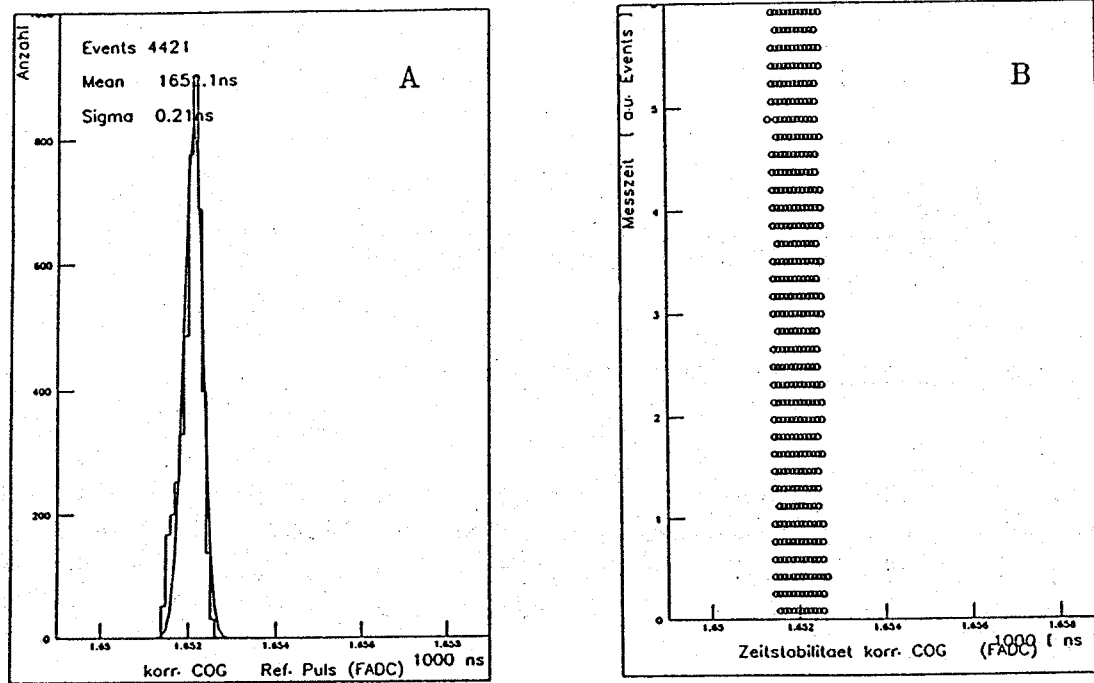


Abb. 5.11: absolute Zeitmessung mit Pulsgenerator Firma Spectros Copy Instruments

## 5.5 Einfluß der Signalform auf die Zeitmarke

Im Gegensatz zum immer gleichförmigen Zeitreferenzpuls weisen die Kammersignale ein Spektrum verschiedener Pulsformen auf (Abb. 5.12B,C). Mit Hilfe des Gigafash - ADCs wurde die Abhängigkeit der Zeitmarke (COG) von Parametern der Pulsform untersucht. Zu jedem Ereignis wurde die Differenz der Kammerpulszeitmarke eines Einzel FADCs und des Gigafash - ADCs gebildet (F-G (COG)). Abbildung 5.12A zeigt ein Beispiel dieser gaußförmigen Verteilung mit einer Breite von

$$\sigma_{ges} = \sqrt{\sigma_G^2 + \sigma_{F10}^2} = 0,78 \text{ ns} \quad (5.4)$$

Betrachtet man nur die 10 - fach höhere Zeitaufösung des Gigafash - ADCs, so gelangt man zu folgender Fehlerabschätzung:

$$\sigma_G = \frac{1}{10} \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^{10} \sigma_{F_i}^2} = \frac{1}{\sqrt{10}} \cdot \langle \sigma_F \rangle \quad (5.5)$$

und

$$\sigma_{ges} = \sqrt{\frac{\langle \sigma_F \rangle^2}{10} + \langle \sigma_F \rangle^2} = \sqrt{\frac{11}{10}} \cdot \langle \sigma_F \rangle \quad (5.6)$$

Hierbei wird aber nicht berücksichtigt, daß der Gigafash - ADC und der einzelne FADC dieselbe Amplitudenaufösung haben. Zur Abschätzung des Einzel FADC Fehlers  $\sigma_F$  wird analog zur Vorgehensweise bei der Zeitreferenzmarke im vorigen Kapitel verfahren; d.h. aus der Zeitdifferenz jeweils 2 der 10 zum Gigafash - ADC gehörenden Einzel FADCs kann der mittlere Einzel FADC Fehler bestimmt werden:

$$\sigma_{p_{ij}} = \sqrt{\sigma_{F_i}^2 + \sigma_{F_j}^2} \quad (5.7)$$

In diesem Beispiel ist  $\sigma_{F_{10}} = 0,65 \text{ ns}$  und mit Gleichung 5.4  $\sigma_G = 0,43 \text{ ns}$ , also doppelt so schlecht wie in Gleichung 5.5 angenommen. Die Verteilung (Abb. 5.12A) wurde bei sämtlichen Runs aufgenommen (das entspricht ca. 500000 Ereignissen!). Der mittlere Einzel FADC Fehler betrug  $\langle \sigma_p \rangle = 0,8(\pm 0,2) \text{ ns}$ , je nach Größe der aufgezeichneten Pulse.

Abbildung 5.12D,E verdeutlichen die starke Abhängigkeit der Zeitmarkenbestimmung von der Pulsform. Mit größerer maximaler Amplitude bzw. steigendem Integral der Pulse wird die Abweichung der FADC Zeitmarke von der Gigafash - ADC Zeitmarke zunehmend geringer. Die Differenzverteilung konvergiert bei größer werdenden Pulsen gegen denselben Wert, der der Genauigkeit des Zeitmaßstabs entspricht (vergl. Gleichung 5.4).

### - Driftzeit

Die Definition der Driftzeit lautet:

$$t_D = t_{Puls} - t_{Ref} + konst \quad (5.8)$$

Die Zeit  $t_{Ref}$  wird subtrahiert, da sich die Referenz - Zeitmarke am Ende der FADC Zeitskala befindet. Die Konstante (*konst*) ist größer als  $t_{Ref}$  gewählt, um positive Driftzeiten zu erhalten und dient außerdem zur Korrektur der Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen FADCs.

Faßt man den Fehler des relativen Zeitmaßstabs  $\langle \sigma_r \rangle = 175 \text{ ps}$  und den mittleren Fehler der Kammerpuls Zeitmarke  $\langle \sigma_p \rangle = 0,8(\pm 0,2) \text{ ns}$  zusammen, so ergibt sich der mittlere Fehler der Driftzeitmessung zu:

$$\sigma_{t_D} = \sqrt{\langle \sigma_r \rangle^2 + \langle \sigma_p \rangle^2} = 0,82(\pm 0,2) \text{ ns} \quad (5.9)$$

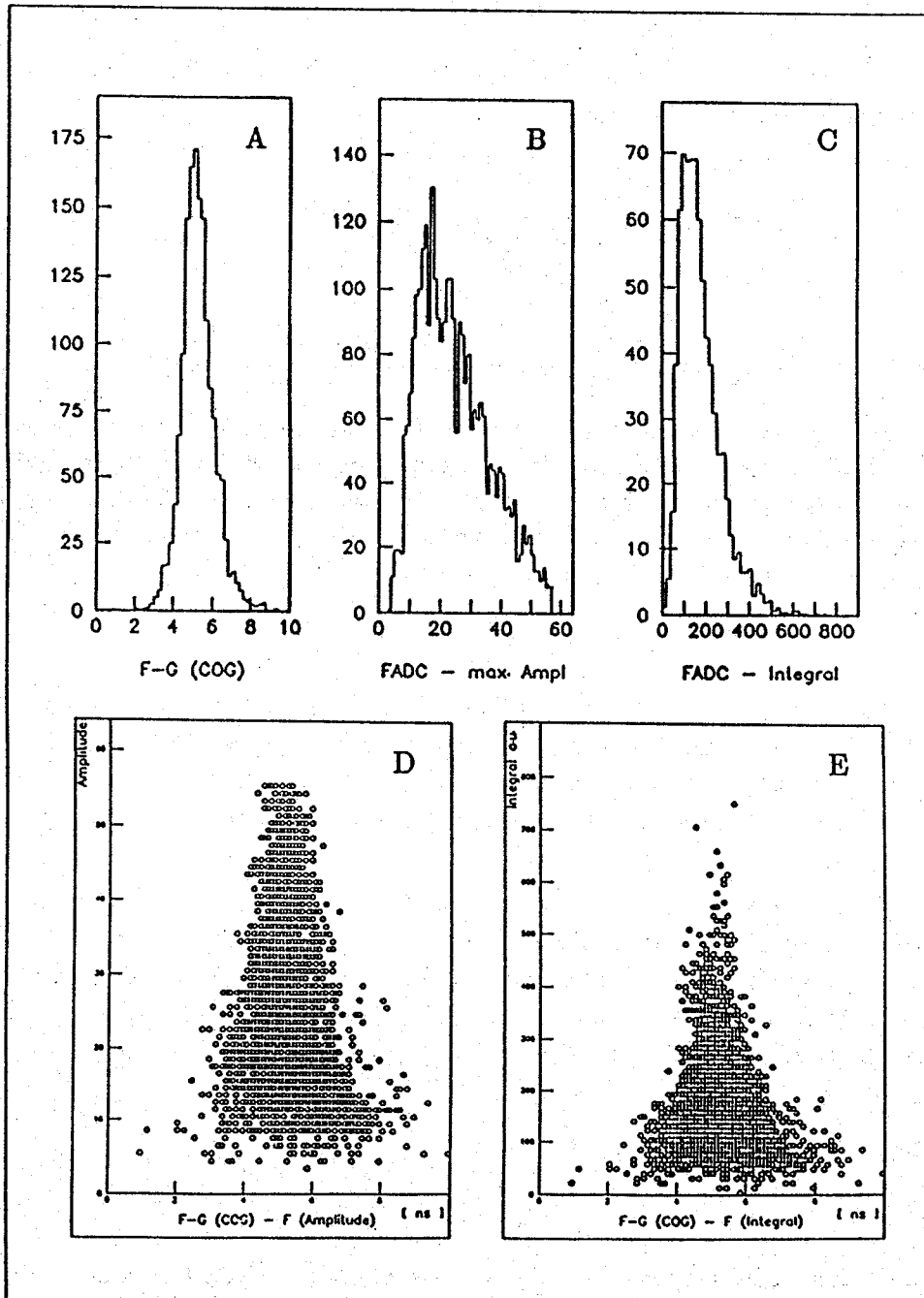


Abb. 5.12: Pulsformparameter und Zeitmarke

## 5.6 Diffusion und Signalform

Wie in Kapitel 2 beschrieben, sind verschiedene statistische Prozesse wie Primärionisation, Transportvorgänge und Gasverstärkung an der Entstehung des Kammer Signals beteiligt. Setzt man voraus, daß die FADC Amplitude proportional dem ausgekoppelten Strom (vergl. 3.3.3) am Kammerdraht ist, so ist das Integral des Pulses proportional zur Ladung am Draht.

Betrachtet man die räumliche Verteilung der Ladungen am Draht (zur Vereinfachung 2-dimensional), so sind zwei unterschiedliche Extremverteilungen vorstellbar (Abb 5.13).

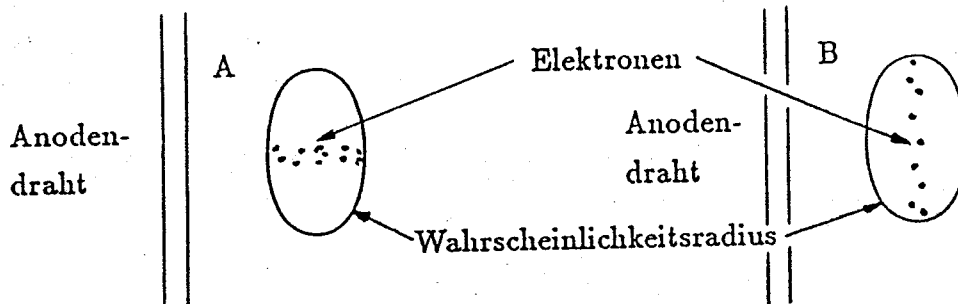


Abb. 5.13: Extrema der räumlichen Ladungsverteilung

Im Fall A sollte die Amplitude des resultierenden Pulses relativ klein und das Signal zeitlich lang sein und im Fall B sehr kurz und mit hoher maximaler Amplitude. D.h. zu einer konstanten Ladungsmenge = Integral muß das Produkt aus Amplitude und Länge ebenfalls konstant sein. Abbildung 5.14 zeigt bei festgehaltenem Integralintervall (1400 bis 2400 a.u.) den erwarteten Hyperbelverlauf, womit die Gültigkeit der oben erwähnten Proportionalitäten gezeigt wäre.

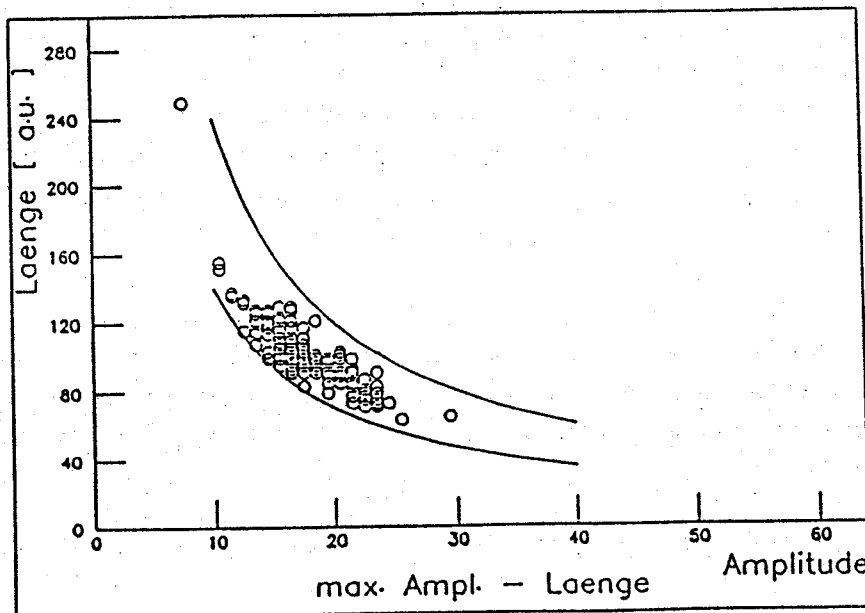


Abb. 5.14: max. Amplitude gegen Länge

In erster Näherung wäre nun zu vermuten, daß an den unterschiedlichen Kammerpositionen (gleiche Gasmischung bei gleichem Driftfeld) im Mittel dieselbe Ladung = Integral

registriert wird. Durch den Einfluß der longitudinalen Diffusion sollten die Pulslängen mit wachsender Driftstrecke größer werden und die maximalen Amplituden gemäß Amplitude  $\times$  Länge = konst. abnehmen. Die Längenänderung durch longitudinale Diffusion kann durch Gleichung 2.14 beschrieben werden:

$$\sigma_l(x) = \sqrt{2D} \cdot \sqrt{t_D} = \sqrt{\frac{2D}{v_D}} \cdot \sqrt{x} \quad (5.10)$$

Für konstante Driftgeschwindigkeit ist der erste Wurzelausdruck konstant

$$\sigma_l(x)^2 = Kx \quad \text{mit} \quad K = \frac{2D}{v_D} \quad (5.11)$$

Setzt man als Maß für die Verbreiterung  $\sigma_l(x)$  die Pulslänge  $L$  ein und betrachtet zwei verschiedene Kammerpositionen,  $x_1, x_2$

$$L(x_1) = K \cdot x_1 \quad (5.12)$$

$$L(x_2) = K \cdot x_2 \quad (5.13)$$

so ergibt sich die Diffusionskonstante  $K$  zu:

$$K = \frac{L(x_1) - L(x_2)}{x_1 - x_2} \quad (5.14)$$

Abbildung 5.15 zeigt am Beispiel Ar/CO<sub>2</sub>/C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> 20/75/5 (1000 V/cm) die Bestimmung von  $K$ , wo bei konstanter Driftgeschwindigkeit (konstantem  $E$ -Feld) die mittleren Pulslängen quadratisch über den Relativpositionen der Kammer aufgetragen sind und eine Gerade nach Gleichung 5.14 durch die Punkte gefittet wurde ( $\chi^2$ -Fit). Im Gegensatz zur ersten Näherung (s.o.) zeigt auch das mittlere Integral der Pulse dasselbe Verhalten, während die mittlere maximale Amplitude sich kaum ändert (Abb. 5.16). Dieses Verhalten zeigt sich bei allen getesteten Gasmischungen bei verschiedenen Driftgeschwindigkeiten.

Das Anwachsen der Pulsintegrale mit steigender Driftstrecke täuscht einen nur scheinbaren Ladungszuwachs vor. Zur Klärung dieses Sachverhaltes sind die mikroskopischen Vorgänge bei der Gasverstärkung am Anodendraht zu betrachten. Mit längerem Driftweg driften die Ladungen sowohl in Driftrichtung (longitudinale Diffusion) als auch senkrecht dazu (transversale Diffusion) auseinander und das Raumvolumen der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen nimmt zu. Durch die abnehmende Ladungsträgerdichte am Draht wird der Abschirmeffekt (vergl. 2.3) mit steigender Driftstrecke geringer und somit steigt auch das mittlere Integral der Pulse.

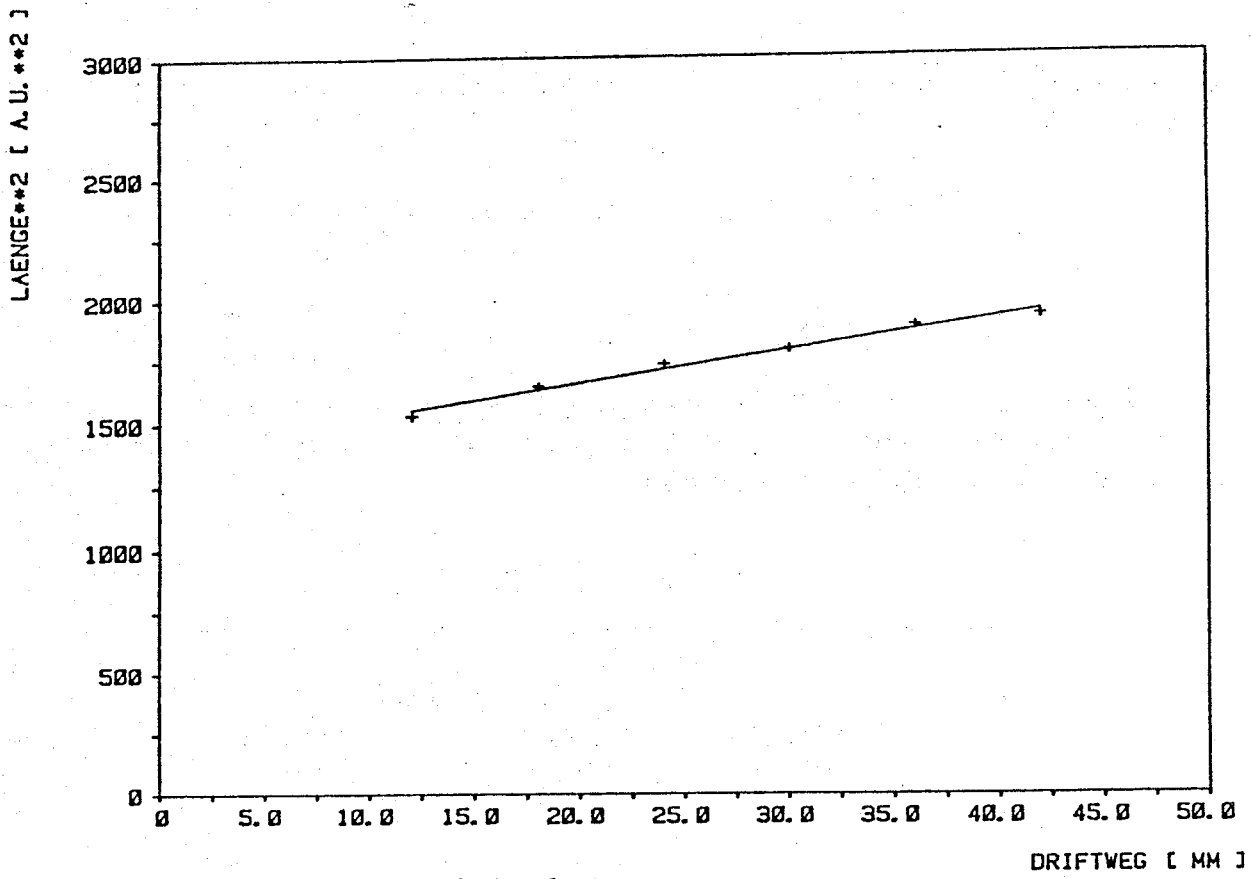


Abb. 5.15: Pulslänge und Diffusionskonstante

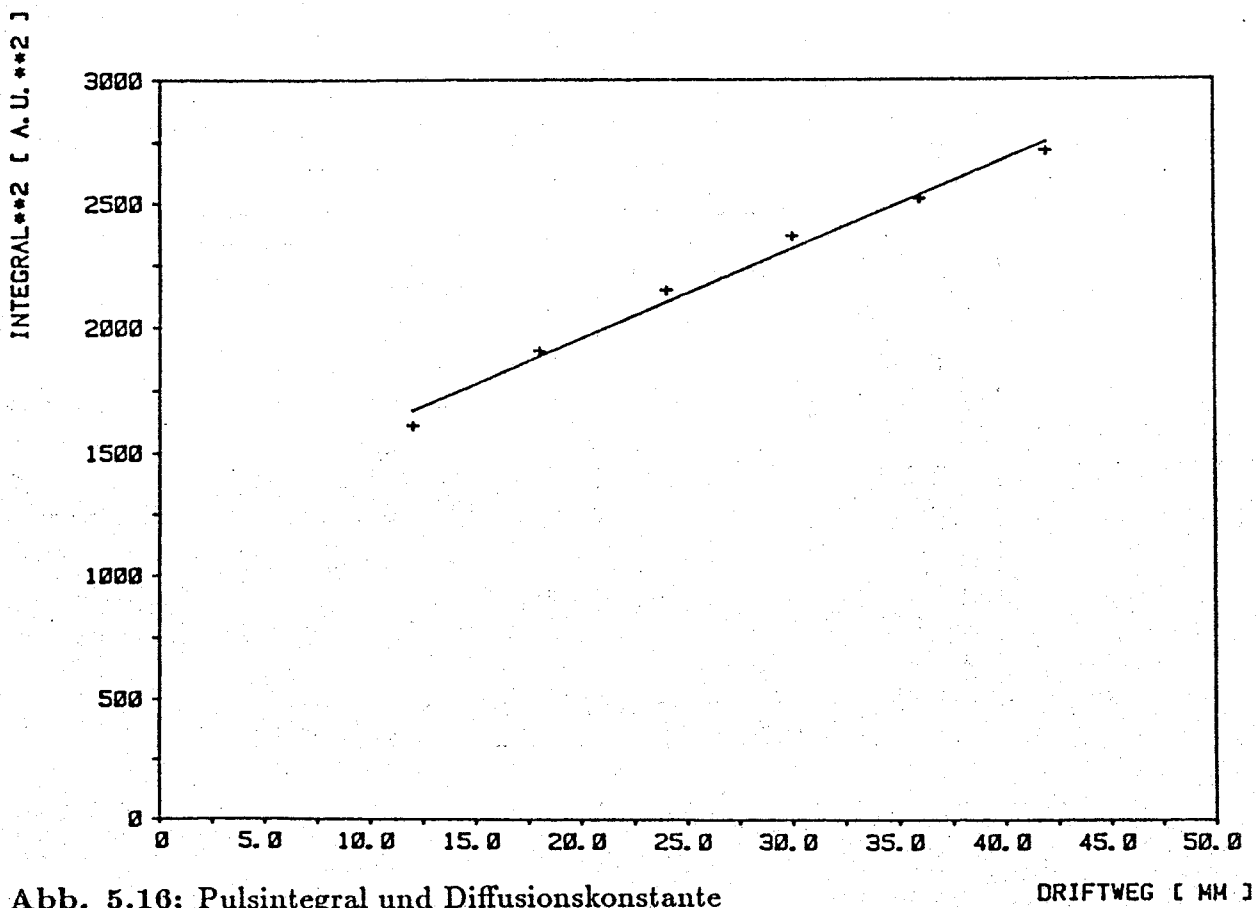


Abb. 5.16: Pulsintegral und Diffusionskonstante